

SUPPLEMENTO  
AL VOLUME VII, SERIE IX, DEL  
**NUOVO CIMENTO**  
A CURA DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

1950

N. 2

NUMERO DEDICATO  
AL  
CONVEGNO INTERNAZIONALE  
DI  
ULTRACUSTICA

ORGANIZZATO  
DAL CONSIGLIO NAZIONALE DELLE RICERCHE  
E DALLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA  
CON IL CONCORSO  
DELL' UNIONE INTERNAZIONALE DI FISICA

E  
DELL' UNESCO

---

*R O M A*  
*14-17 GIUGNO 1950*

# COMITATO ORGANIZZATORE

## PRESIDENTE

GUSTAVO COLONNETTI    Presidente del Consiglio Nazionale  
delle Ricerche

## MEMBRI

EDOARDO AMALDI    Vicepresidente dell'Unione Inter-  
nazionale di Fisica

AMEDEO GIACOMINI    Direttore dell'Istituto Nazionale  
di Ultracustica « O. M. Corbino »

ANTONIO MORELLI    Segretario Generale del Consiglio  
Nazionale delle Ricerche

GIOVANNI POLVANI    Presidente della Società Italiana  
di Fisica



## PROGRAMMA DEL CONVEGNO

### *Mercoledì, 14 Giugno*

Mattina, nella Sala della Protomoteca in Campidoglio. — *Inaugurazione del Convegno.*  
Pomeriggio, al Palazzo del Consiglio Nazionale delle Ricerche. — *Lavori scientifici.* \*  
Sera, al Palazzo della Radio Italiana. — *Concerto offerto dalla RAI.*

### *Giovedì, 15 Giugno*

Mattina, al Palazzo del Consiglio Nazionale delle Ricerche. — *Lavori scientifici.* \*  
Pomeriggio, al Palazzo del Consiglio Nazionale delle Ricerche. — *Lavori scientifici; \**  
*inaugurazione della Mostra di apparecchi per ultrasuoni; visita all'Istituto Nazio-*  
*nale di Ultracustica « O. M. Corbino ».*

### *Venerdì, 16 Giugno*

Mattina, al Palazzo del Consiglio Nazionale delle Ricerche. — *Lavori scientifici.* \*  
Pomeriggio, al Palazzo del Consiglio Nazionale delle Ricerche. — *Lavori scientifici; \**  
*Gita agli Scavi di Ostia Antica, offerta dal Consiglio Nazionale delle Ricerche.*  
Sera. — *Cena ad Ostia Antica, offerta dal Consiglio Nazionale delle Ricerche.*

### *Sabato, 17 Giugno*

Mattina, al Palazzo del Consiglio Nazionale delle Ricerche. — *Lavori scientifici.* \*  
Pomeriggio. — *Gita a Tivoli, offerta dall'Ente Provinciale del Turismo.*

---

*Domenica, 18 Giugno, la quasi totalità dei partecipanti al Convegno, accogliendo la proposta di molti di loro, si recarono in Vaticano, a presentare devoto omaggio a Sua Santità, il quale si compiacque di riceverli in speciale udienza nella Sala del Concistoro e porgere loro la Sua alta e ispirata parola.*

---

\* L'indice particolareggiato delle comunicazioni è dato a pag. 733.

---

*La Direzione del Nuovo Cimento ringrazia il  
il dott. ing. RENÉ CORBI per l'aiuto dato nel  
lavoro redazionale di questo fascicolo.*

---

I

GENERALITÀ SUGLI ULTRASUONI

A. GIACOMINI

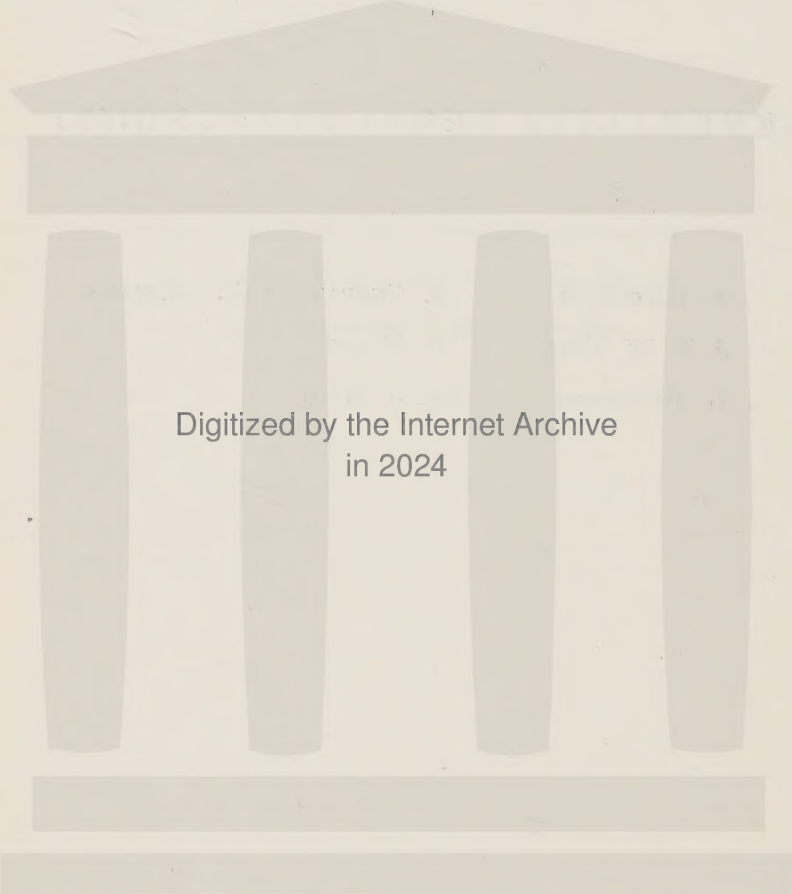
P. CHAVASSE e R. LEHMANN

J. F. W. BELL

H. HECHT

L. BERGMANN

A. J. KING



Digitized by the Internet Archive  
in 2024

## Ricerche di ultracustica dell'Istituto "O. M. Corbino",

A. GIACOMINI

*Istituto Nazionale d'Ultracustica «O. M. Corbino» - Roma*

### 1. — Introduzione.

L'Istituto di Ultracustica del Consiglio Nazionale delle Ricerche è, almeno dal punto di vista formale, il primo Istituto avente il compito di svolgere attività di ricerca nel campo degli ultrasuoni [1] [2]. Si può tuttavia affermare che l'Istituto esisteva già, in forma larvale, presso l'Istituto di Elettroacustica fondato da ORSO MARIO CORBINO [3] [4] [5] [6] [7], esso rappresenta quindi una precisazione di indirizzo scientifico piuttosto che una improvvisazione.

La decisione riguardante il recente orientamento [8] è stata presa con il conforto dei suggerimenti di molti colleghi: fra questi si ricordano, e si ringraziano, in questa sede: L. BERGMANN, F. CANAC, H. E. HIEDEMANN, E. MEYER, E. G. RICHARDSON.

La tanto gradita affluenza di studiosi al primo Convegno internazionale di Ultracustica porge l'occasione di illustrare quale è stata e quale sta per essere l'attività di ricerca dell'Istituto «O. M. Corbino». Nella rassegna che segue saranno ricordati essenzialmente i risultati ottenuti e verranno indicati i temi dell'attività futura, lasciando ai ricercatori dell'Istituto il compito di riferire individualmente sulle ricerche in corso di svolgimento [9].

### 2. — Tecniche sperimentali.

Il desiderio di consentire che in ogni laboratorio dell'Istituto si potesse sperimentare con ultrasuoni di varia frequenza, avendo la certezza che quest'ultima fosse sempre nota con precisione notevole, ha indotti al progetto ed alla costruzione di una apparecchiatura per frequenze campione [10]. Essa è costituita da un quarzo piezoelettrico in termostato (100 kHz) cui sono associati vari stadi moltiplicatori e demoltiplicatori. Il controllo delle frequenze ottenute viene eseguito periodicamente fruendo dei segnali della stazione W W V del National Bureau of Standards.

Una apparecchiatura analoga alla precedente, sebbene più semplice, è stata costruita e descritta successivamente [11].



Mentre le apparecchiature sopra indicate hanno carattere affatto generale, si devono considerare d'importanza fondamentale per le ricerche eseguite nell'Istituto:

- a) la diffusa applicazione dei metodi ottici, per lo studio dei liquidi;
- b) l'uso di apparecchiature elettromeccaniche per lo studio dei solidi.

Con riferimento al primo ar-

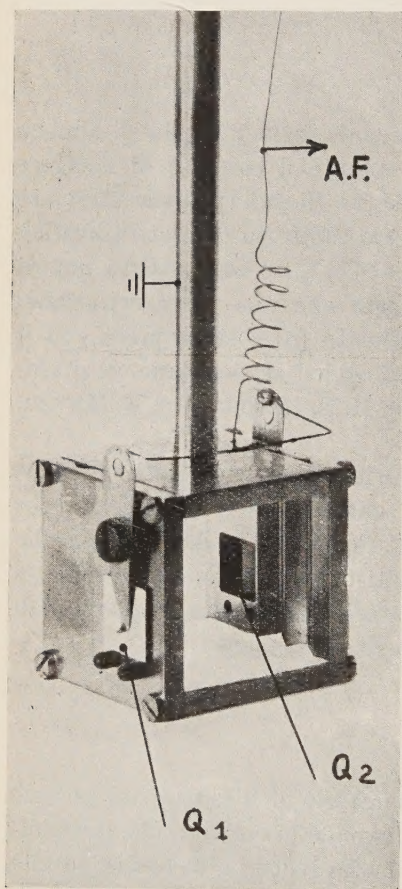
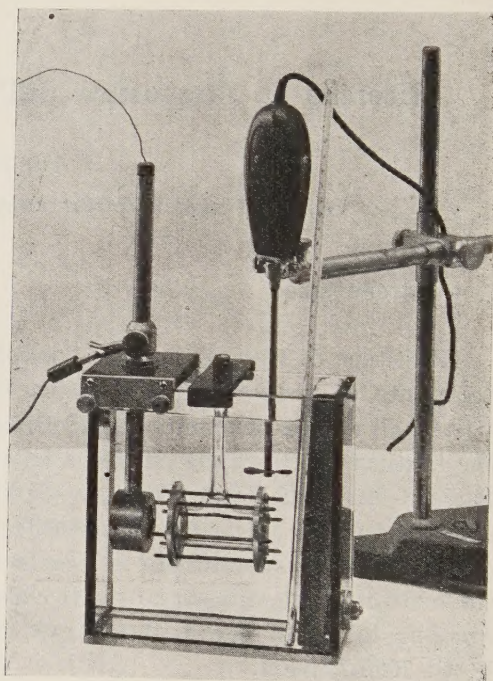
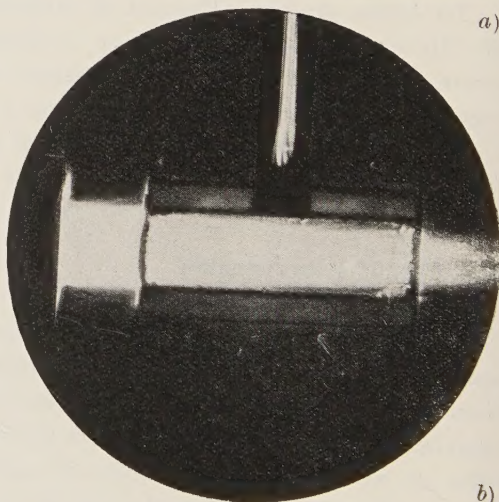


Fig. 1. - Sostegno a due sorgenti ultrasonore per le misure di velocità degli ultrasuoni nei liquidi:  $Q_1$ ;  $Q_2$  piastrine di quarzo radianti secondo direzioni parallele, ma versi opposti; A. F. conduttore della tensione alle piastrine.



a)



b)

Fig. 2. - Disposizione sperimentale atta allo studio delle azioni biologiche degli ultrasuoni: a) fotografia di insieme; b) visione del fascio ultrasonoro che attraversa la vaschetta contenente il preparato.

gomento va ricordato in modo particolare un metodo [12] per la misura delle lunghezze d'onda ultrasonore mediante due fasci di onde progressive (fig. 1).

Con riferimento invece alle misure sui solidi, sono stati costruiti vari capacimetri a modulazione di frequenza e sostegni per porre in vibrazione longitudinale sbarre di varia forma [13] [14].

Fra le tecniche sperimentali può essere segnalata una disposizione atta alle ricerche sull'azione biologica degli ultrasuoni [15] [16] che permette di valutare correttamente qual'è l'intensità della radiazione effettivamente agente sopra il preparato (fig. 2).

È finalmente da ricordare un metodo per adattare l'impedenza acustica nella trasmissione di ultrasuoni fra due mezzi diversi [17].

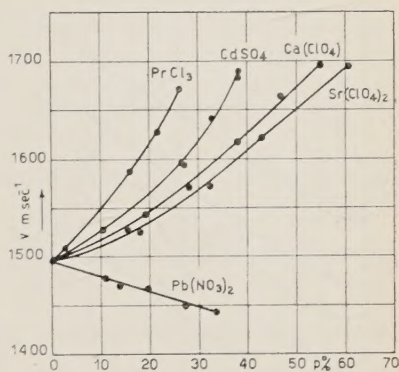


Fig. 3. - Velocità degli ultrasuoni in alcune soluzioni elettrolitiche in funzione della percentuale di soluto. Si noti l'andamento anomalo della soluzione di  $Pb(NO_3)_2$ .

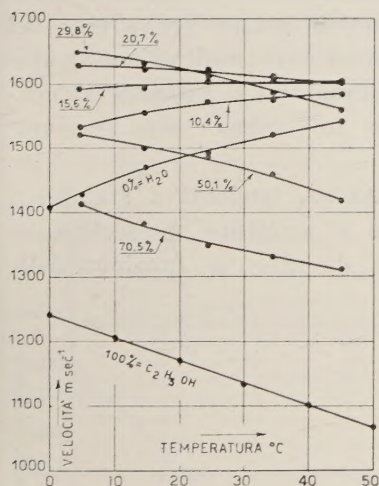


Fig. 4. - Velocità degli ultrasuoni in funzione della temperatura per le mescolanze dell'acqua con l'alcool etilico. Si noti la costanza della velocità nella mescolanza contenente il 16% circa di alcool (liquido takinvar).

### 3. - Struttura dei liquidi.

È noto che le misure di velocità di propagazione e di coefficiente di assorbimento forniscono elementi quantitativi di notevole interesse per lo studio delle azioni intermolecolari nei mezzi fluidi.

Presso l'Istituto è stata svolta una notevole mole di lavoro intesa allo studio dei liquidi. Elaborate varie rassegne di carattere documentario [18] [19] [20] [21] si è proceduto alla esecuzione di determinazioni sperimentali. Si sono, ad esempio, misurate le velocità di propagazione in soluzioni di elettroliti [22] (vedi fig. 3) ed è stato studiato il comportamento di alcuni isomeri, accertando che la velocità di propagazione ha valore maggiore nei composti cis che in quelli trans [23] [24] [25].

Particolare interesse hanno avuto le determinazioni di velocità nelle mescolanze di liquidi. Sono state infatti studiate le mescolanze dei due alcoli etilico e



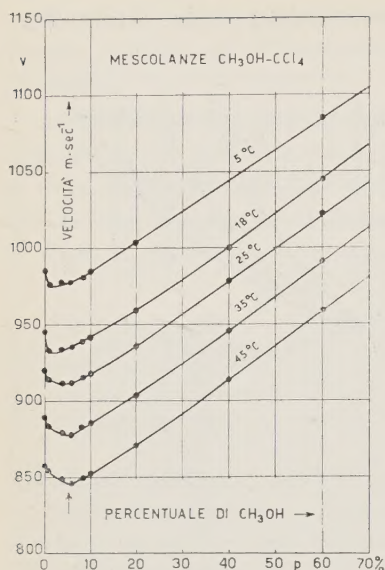


Fig. 5. — Velocità degli ultrasuoni nelle mescolanze del tetracloruro di carbonio con l'alcool metilico. Si noti la esistenza di un minimo che si sposta con la temperatura.

bile perchè pone un problema nuovo.

Ricollegandoci ai recenti studi di W. SCHAAFFS, tendenti a stabilire i legami esistenti fra velocità di propagazione e struttura molecolare dei liquidi, si è studiato il variare del fattore di urto in funzione della temperatura, ottenendo risultati che sono in accordo con la esperienza e che spiegano abbastanza bene alcune osservazioni di W. SCHAAFFS [32].

Alle misure di velocità di propagazione nei liquidi sono state, in un secondo tempo, associate le determinazioni di coefficiente di assorbimento. Messa a punto una disposizione sperimentale, ispirata a metodi noti ma notevolmente curata in ogni particolare [33], si è proceduto a varie determinazioni nell'acqua e sono in corso misure in vari liquidi puri ed in alcune mescolanze.

metilico con l'acqua [26] [27] [28] mettendo in evidenza che la velocità è funzione non lineare della percentuale di uno dei componenti e che il coefficiente di temperatura della velocità ha valore sensibilmente nullo per una determinata concentrazione di etanolo, talchè il liquido così ottenuto si presta ad utili applicazioni (fig. 4).

Si sono anche esaminate mescolanze volutamente più semplici, scegliendo coppie di liquidi dei quali uno solo fosse polare. In questo ordine di idee, si è accertato che nelle mescolanze del tetracloruro di carbonio con gli alcoli etilico e metilico, la curva che dà la velocità in funzione della concentrazione (fig. 5) presenta un minimo che si sposta al variare della temperatura [29] [30].

Un tentativo di mettere in evidenza la anisotropia ultracustica che dovrebbe insorgere in un liquido polare per effetto del campo elettrico ha dato risultati non sicuramente interpretabili [31], tuttavia il contributo riveste un valore non trascura-

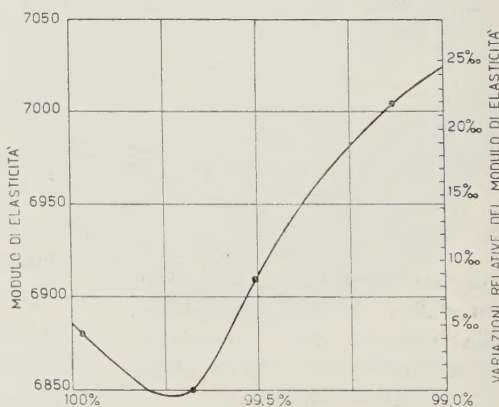


Fig. 6. — Modulo di elasticità di una sbarra di alluminio in funzione del titolo.

Non sono mancati infine contributi di carattere teorico sulla interpretazione di risultati ottenuti da altri Autori [34] [35].

#### 4. - Struttura dei solidi.

Un primo gruppo di ricerche su questo argomento si riferisce alle determinazioni del modulo di elasticità, del coefficiente di Poisson e di un coefficiente legato alle dissipazioni interne di energia in sbarre poste in vibrazione forzata longitudinale.

Sperimentando su alluminio contenente piccole tracce di impurità (non superiori all'1%), costituite da Fe, Cu, Si, si è constatato [36] che tali impurità alterano sensibilmente il modulo di elasticità e che, se si traccia una grafica portando in ascisse il tenore di alluminio ed in ordinate il modulo di elasticità,

la curva presenta un minimo in corrispondenza ad un contenuto di impurità non superiore al 3 % (fig. 6).

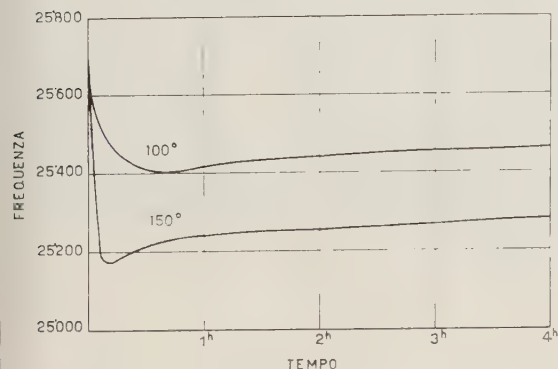


Fig. 8. - Effetto del rinvenimento sulla frequenza di risonanza di una sbarretta di rame commerciale incrudito (la diminuzione iniziale corrisponde alla fase di riscaldamento, l'aumento successivo alla fase di rinvenimento).

Le medesime ricerche hanno permesso di determinare l'andamento della velocità nei pressi dello zero assoluto ed hanno fornito lo spunto per la dedu-

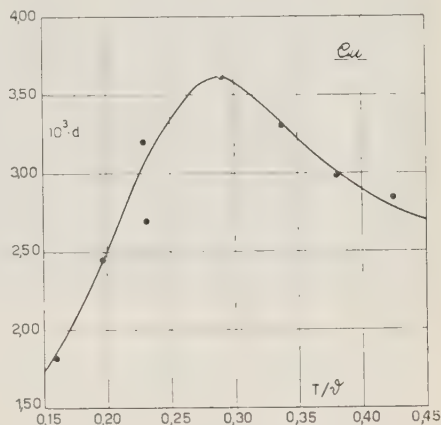


Fig. 7. - Decremento logaritmico in un monocristallo di rame in funzione di  $T/\theta$  ( $\theta = 315^\circ\text{K}$ ;  $f = 40\text{ kHz}$ ; oscillazioni longitudinali).

In ricerche sul comportamento di metalli aventi reticolo cubico a facce centrate (Al, Pb, Ag, Cu) si è trovato [37] che alle temperature estremamente basse la curva che dà il coefficiente di assorbimento in funzione della temperatura, presenta un massimo, non prima rivelato, a temperatura vicina ad un terzo di quella di Debye (fig. 7). Tale massimo può essere giustificato teoricamente con i metodi della meccanica statistica attribuendolo al movimento delle dislocazioni.

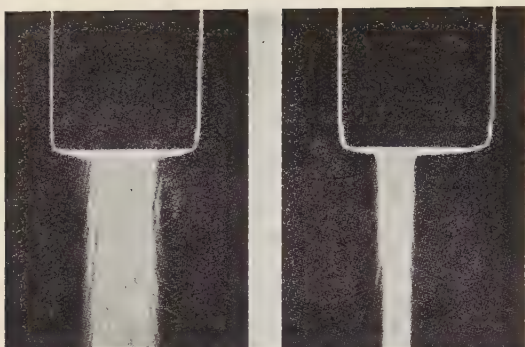


Fig. 9. — Fascio ultrasonoro che emerge da una sbarra omogenea (a sinistra) e da una sbarra incrinata (a destra).

un aumento continuo della velocità e quindi della frequenza di oscillazione della sbarra (fig. 8). È in tal modo possibile seguire in modo continuo il processo di rinvenimento [39].

Parallelamente alle ricerche di fisica pura, cui si è accennato, sono procedute altre indagini di carattere tecnico.

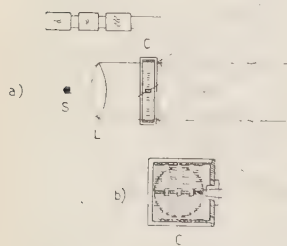


Fig. 10. — *a)* Disposizione sperimentale per la proiezione a distanza della luce modulata a frequenza acustica da una cella a quattro piastrelle di quarzo. *b)* Sezione della cella modulatrice; sono schematizzati i fasci ultrasonori emessi dalle piastrelle ed il contorno del fascio luminoso.

zione teorica di una legge di tipo universale che lega la compressibilità isoteramica alla temperatura [38].

Si è potuto altresì accertare che la presenza delle dislocazioni influisce anche a temperatura ordinaria sui valori della velocità degli ultrasuoni, abbassandola rispetto a quella che si ha nello stesso materiale non incrudito. La eliminazione delle dislocazioni mediante il processo di rinvenimento, produce quindi rispetto al tempo,

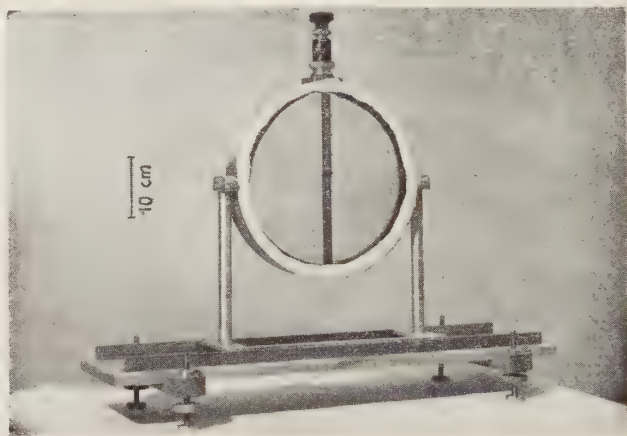


Fig. 11. — Cella ultrasonora di grande area atta alla modulazione della luce a frequenza acustica. Nel centro è visibile l'asta che sostiene le piastrelle di quarzo.

È stato così sperimentato un metodo per la verifica della omogeneità di materiali metallici [40] usufruendo della disposizione ottica di Bär-Parthasarathy-Hiedemann (fig. 9). Il metodo, che fu tra i primi proposti, non è esente da inconvenienti, tuttavia non è da escludere che esso possa essere utile in particolari casi.



Finalità egualmente tecniche ha avuto una serie di determinazioni dei moduli di elasticità e di torsione di alcuni vetri per ottica caratteristici della produzione industriale italiana [41].

## 5. - Modulazione della luce.

È noto che si può modulare la luce, mediante i reticoli ultrasonori, seguendo due diverse vie.

Modulando a frequenza acustica un reticolo costituito da onde progressive si può ottenere luce modulata alla frequenza acustica col prelevare il flusso luminoso che compete all'ordine zero, oppure ad uno o più ordini superiori. Seguendo questo metodo si è studiato il problema, con riferimento alle applicazioni tecniche, progettando un particolare tipo di cella modulatrice a grande area (figg. 10 e 11) la quale consente di attuare comunicazioni fotofoniche in condizioni assai favorevoli [42].

Un successivo accurato studio teorico-sperimentale [43] ha permesso di valutare rigorosamente oltre che le distorsioni di prima specie anche quelle di seconda specie (fig. 12) introdotte all'atto della modulazione.

L'altro tipo di modulazione è quello che fa uso di un reticolo costituito da un sistema di onde stazionarie non modulate. In esso la luce dell'ordine zero, o quella di ciascuno degli altri ordini, risulta modulata a frequenza doppia

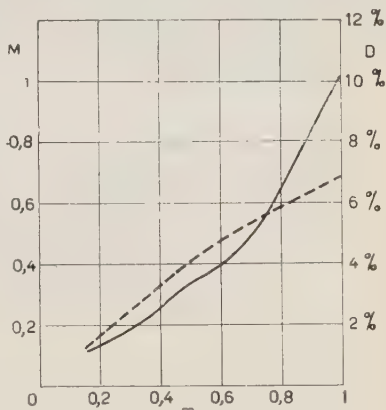


Fig. 12. - Grado di modulazione  $M$  (linea a tratti) e coefficiente di distorsione  $D$  (linea continua) in funzione del grado di modulazione della tensione ad alta frequenza applicata ai quarzi di una cella di grande area.

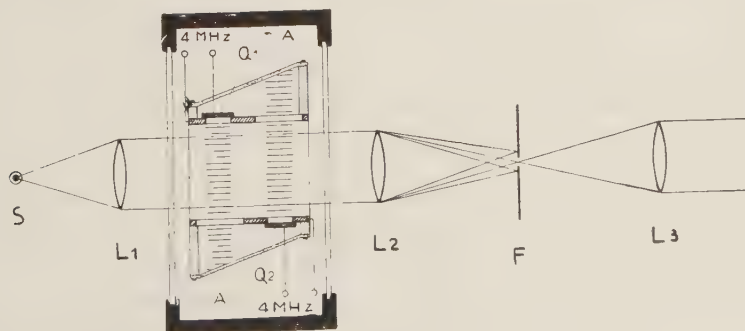


Fig. 13. - Disposizione sperimentale atta alla modulazione ad alta frequenza della luce.

di quella ultrasonora (modulazione ad alta frequenza). L'uso di un'onda stazionaria vincola peraltro alla scelta di valori particolari della frequenza di modulazione. Si è quindi pensato [44] di sostituire al sistema di onde stazionarie una coppia di onde progressive muoventi in senso opposto attuando un tipo di cella modulatrice (figg. 13 e 14) che consente di variare con continuità la frequenza di modulazione.

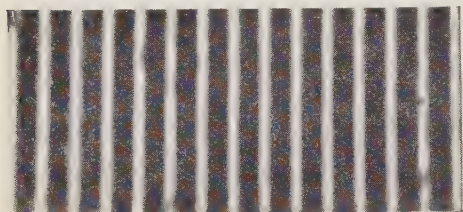


Fig. 14. — Onde ultrasonore (8 MHz) rese visibili illuminandole con la luce proveniente dalla cella illustrata nella figura precedente.

Gli studi sulle celle modulatrici hanno permesso di mettere in evidenza [45] una causa di dissimetria negli spettri di diffusione di LUCAS e BIQUARD che, pur essendo prevedibile teoricamente, non era precedentemente nota.

## 6. — Ottica degli ultrasuoni.

Siccome nello studio dei fenomeni ondulatori il parametro caratteristico della propagazione in un mezzo ove siano degli ostacoli è il rapporto fra la lunghezza d'onda e le dimensioni di quelli, era prevedibile che gli sperimen-

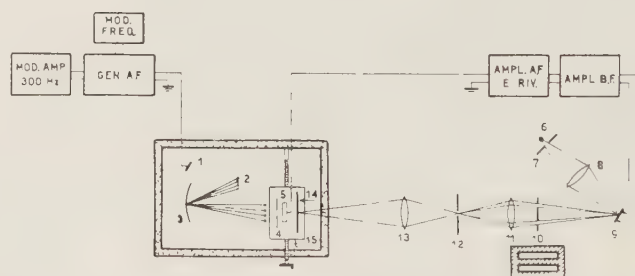


Fig. 15. — Schema della disposizione sperimentale per ottenere e rendere visibili immagini ultracustiche: 1) quarzo generatore di ultrasuoni; 2) oggetto irradiato; 3) specchio concavo; 4) schermo con foro analizzatore; 5) quarzo ricevitore di ultrasuoni; 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13) dispositivo modulatore della luce; 14) lastra fotografica; 15) carrello traslatore.

tatori cercassero di attuare mediante gli ultrasuoni le esperienze che solitamente si eseguono con la luce.

In questo ordine di idee è stato dapprima descritto [46] e successivamente attuato [47] un metodo che ha consentito di ottenere immagini ultracustiche di oggetti immersi nell'acqua.

La disposizione sperimentale, concettualmente semplice (fig. 15), ha permesso di ottenere immagini di elementari figure geometriche (fig. 16).

Altro tipico problema di ottica geometrica, quello inerente alla concentrazione di fasci mediante lenti, è stato affrontato con il preciso scopo di costruire



Fig. 16. - Immagine ultracustica di un intaglio, ottenuta con un foro di analisi del diametro di 1,7 mm.

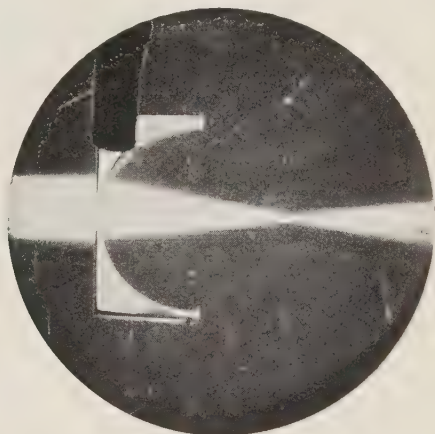


Fig. 17. - Concentrazione di un fascio ultrasonoro mediante lente cilindrica di Plexiglas (raggio di curvatura 20 mm, propagazione nell'acqua, frequenza 8 MHz).

lenti che pur avendo resistenza acustica caratteristica di valore confrontabile con quella dei liquidi fossero invece di materiale solido, vale a dire atto ad una lavorazione meccanica appropriata delle superficie.

Sono state così progettate e costruite numerose lenti di materie plastiche (fig. 17) che permettono di concentrare la radiazione ultrasonora in modo tale da centuplicare la potenza specifica del fascio [48].

## 7. - Ricerche future.

Nel prossimo avvenire saranno intensificate le ricerche sulla struttura dei solidi, dei liquidi e dei gas estendendo i campi di frequenza e di temperatura atti alla sperimentazione; si studieranno alcune applicazioni della modulazione della luce ad alta frequenza; si attueranno particolari generatori per l'emissione di ultrasuoni nell'aria e si eseguiranno infine, con adeguato rigore, varie indagini di carattere chimico-fisico e biologico.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] E. G. RICHARDSON: *Nature*, **164**, 73 (1949).
- [2] E. MEYER: *Naturwissenschaften*, **37**, 136 (1950).
- [3] A. GIACOMINI: *Ric. Scient.*, **10**, 580 (1939).
- [4] A. GIACOMINI: *Ric. Scient.*, **13**, 249 (1942).
- [5] A. GIACOMINI: *Ric. Scient.*, **17**, 409 (1947).
- [6] R. BOLT e A. GIACOMINI: *Journ. of the Acoustical Society of America*, **20**, 328 (1948); *Ric. Scient.*, **18**, 1007 (1948).
- [7] A. GIACOMINI: *Ric. Scient.*, **19**, 681 (1949).
- [8] A. G.: *Ric. Scient.*, **19**, 383 (1949).
- [9] Vedasi le pagine di questo volume: A. BARONE, 135; P. G. BORDONI, 144; P. G. BORDONI e M. NUOVO, 161; D. SETTE, 318; I. BARDUCCI, 347; A. BARONE e M. NUOVO, 359.
- [10] A. BARONE: *Elettronica*, **2**, 373 (1947); **3**, 13 (1948); *Ric. Scient.*, **15**, 379 (1945).
- [11] A. BARONE: *Helv. Phys. Acta*, **21**, 137 (1948).
- [12] A. GIACOMINI: *Rend. Acc. Naz. Lincei*, **2**, 791 (1947); *Ric. Scient.*, **17**, 900 (1947).
- [13] P. G. BORDONI e D. SETTE: *Elettronica*, **2**, 171 (1947); *Ric. Scient.*, **17**, 1122 (1947).
- [14] P. G. BORDONI: *Nuovo Cimento*, **4**, 177 (1947); *Ric. Scient.*, **18**, 103 (1948).
- [15] A. GIACOMINI: *Nuovo Cimento*, **6**, 39 (1949); *Ric. Scient.*, **18**, 1585 (1948).
- [16] A. GIACOMINI: *Der Ultraschall in der Medizin* (Zürich, 1949), p. 122.
- [17] M. NUOVO: *Ric. Scient.*, **16**, 88 (1946).
- [18] A. GIACOMINI: *Ric. Scient.*, **12**, 384 (1941).
- [19] D. SETTE: *Ric. Scient.*, **20**, 102 (1950).
- [20] D. SETTE: *Ric. Scient.*, **19**, 1338 (1949).
- [21] D. SETTE: *Suppl. al Nuovo Cimento*, **6**, 1 (1949); *Ric. Scient.*, **19**, 52 (1949).
- [22] A. GIACOMINI e B. PESCE: *Ric. Scient.*, **11**, 605 (1940).
- [23] M. BACCAREDDA e A. GIACOMINI: *Ric. Scient.*, **15**, 161 (1945).
- [24] M. BACCAREDDA e A. GIACOMINI: *Atti Acc. Naz. Lincei*, **1**, 401 (1946); *Ric. Scient.*, **16**, 611 (1946).
- [25] M. BACCAREDDA: *Ric. Scient.*, **16**, 662 (1946).
- [26] A. GIACOMINI: *Acta Pontif. Acc. Scienze*, **6**, 87 (1941).
- [27] B. PESCE e A. GIACOMINI: *Ric. Scient.*, **11**, 619 (1940).
- [28] A. GIACOMINI: *J.A.S.A.*, **19**, 701 (1947).
- [29] T. DERENZINI e A. GIACOMINI: *Ric. Scient.*, **13**, 27 (1942).
- [30] T. DERENZINI e A. GIACOMINI: *Ric. Scient.*, **13**, 542 (1942).
- [31] A. BARONE e A. GIACOMINI: *Ric. Scient.*, **15**, 264 (1945).
- [32] D. SETTE: *Zeits. f. Naturforschung*, **5a**, 170 (1950); *Ric. Scient.*, **20**, 673 (1950).
- [33] D. SETTE: *Nuovo Cimento*, **7**, 55 (1950).
- [34] D. SETTE: *Ric. Scient.*, **19**, 1180 (1949).
- [35] D. SETTE: *Phys. Rev.*, **73**, 476 (1950).
- [36] P. G. BORDONI: *Alluminio A*, **16**, 495 (1947); *Ric. Scient.*, **18**, 570 (1948).
- [37] P. G. BORDONI: *Ric. Scient.*, **19**, 851 (1949).
- [38] P. G. BORDONI: *Rend. Acc. Naz. Lincei*, **6**, 597 (1949).
- [39] P. G. BORDONI: *Atti del II Convegno Naz. dell'Assoc. Ital. di Metallurgia*, Milano, 1948.
- [40] A. GIACOMINI e A. BERTINI: *Ric. Scient.*, **10**, 921 (1939).
- [41] L. ALLEGRETTI: *Ric. Scient.*, **18**, 995 (1948).

- [42] A. GIACOMINI: *Acta Pontif. Acc. Scienze*, **8**, 49 (1944); *Alta Freq.*, **12**, 409 (1943); *Ric. Scient.*, **15**, 52 (1945).
- [43] D. SETTE: *Alta Freq.*, **17**, 51 (1948); *Ric. Scient.*, **18**, 149 (1948).
- [44] A. GIACOMINI: *Sulla modulazione della luce a radiofrequenza mediante ultrasuoni*. Memoria presentata al Convegno Internazionale per il cinquantenario della scoperta della radio Marconi, Roma, settembre 1947; *Ric. Scient.*, **18**, 803 (1948).
- [45] D. SETTE: *Nuovo Cimento*, **5**, 493 (1948); *Ric. Scient.*, **18**, 1332 (1948).
- [46] O. BARBIER: Brevetto italiano n. 370101 (1939).
- [47] O. BARBIER: *Alta Freq.*, **11**, 383 (1942).
- [48] D. SETTE: *Nuovo Cimento*, **6**, 135 (1949); *Journ. of the Acoustical Society of America*, **21**, 375 (1949).



## Ultrasonic Research at King's College, University of Durham.

J. F. W. BELL

*I.C.I. Research Fellow - King's College, University of Durham-Newcastle u. Tyne*

I propose to describe two investigations which are being carried out at King's College in the University of Durham. The school of Ultrasonics there is, as most members are probably aware, lead by Dr. E. G. RICHARDSON.

On my part, I am investigating correctiomit's which have to be applied to interferometer measurements on gases in which a quartz piezoelectric source is used. The principal correction is for the fact that the source is not infinite in extent.

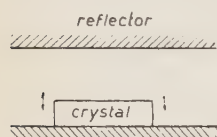


Fig. 1. - The ultrasonic interferometer.

Fig. 1 shows the normal interferometer arrangements. Standings waves are set up between crystal and reflector. The energy losses of the system arise from absorption in the medium which is to be measured and other factors which must be measured and allowed for.

To make the energy losses from absorption small in comparison with other losses gases of low absorption coefficient (Oxygen, Air, Nitrogen and Hydrogen) are being used at a frequency of 250 kHz.

The effect mentioned above, is sometimes referred to as one of diffraction. The theory of diffraction is difficult to apply rigorously to this case.

An alternative method which does lend itself to analysis is to regard the interferometer as a cavity resonator, in which are present the plane wave resonance, and other more complex modes of the type described by RAYLEIGH. The electro-magnetic counterpart of these modes is well known to workers on electro-magnetic waveguides and cavity resonators.

Fig. 2 shows two sections of circular tube. Isobars for three modes are shown.  $+$  sign indicates a region of compressions and  $-$  sign a region of rarefaction. The graphs to the left give the pressure distribution across the tube.

The first mode shown could be excited in an interferometer by an annular

vibration of the crystal. The form of vibration of a crystal is so complex that many modes could be excited. For clearness  $\lambda$  has been exaggerated. For ultrasonic interferometers  $\lambda$  is very much less than the diameter of the tube.

The wavelength of these modes is greater than for plane waves. Some (the higher modes) appear as separate resonances. These are well known to

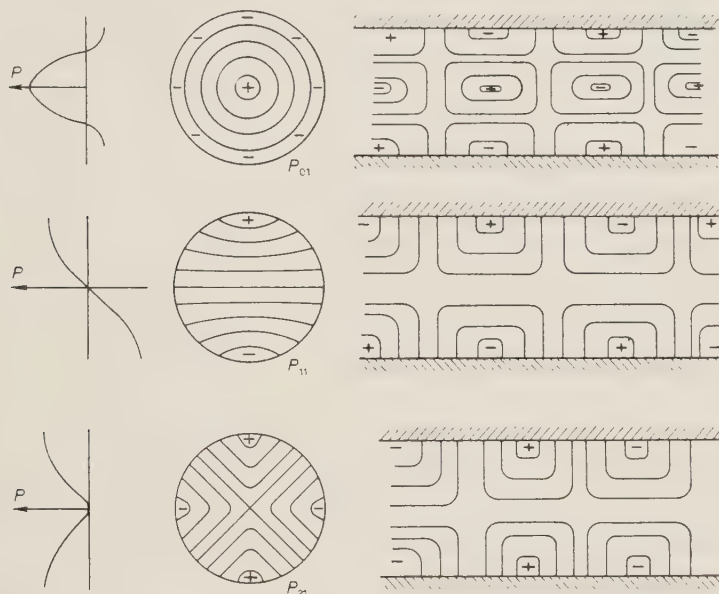


Fig. 2. - Isobars of low order pressure modes in a tube.

experimenters as satellite resonances. Others (the lower modes) merge into the plane wave and make it a multiple resonance.

This case has been analysed by KRASNOUSHKIN. For most experimental circumstances the analysis approximates to:

$$(1) \quad \alpha_{\text{obs}} = \alpha_{\text{gas}} + \alpha_{\text{I}},$$

$\alpha_{\text{obs}}$  is the observed absorption,  $\alpha_{\text{gas}}$  is the true absorption in the gas and  $\alpha_{\text{I}}$  is the absorption arising from the effects mentioned above.

$$(2) \quad \begin{cases} \alpha_{\text{gas}} \propto 1/p \\ \alpha_{\text{I}} \propto v, \end{cases}$$

$\alpha_{\text{I}}$  is the value which would be observed if a gas of zero absorption coefficient and velocity  $v$  were used.

I have used some results published by Prof. VAN ITTERBEEK on 307 kHz to test the theory given above.

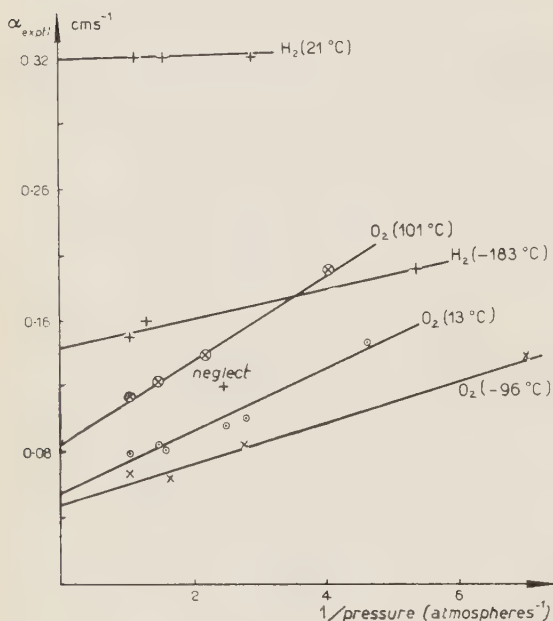


Fig. 3. — Plot of observed absorption against pressure<sup>-1</sup> data from work of van Itterbeek.

ferometer is used, the temperature being varied to produce resonance.

The advantage of using a fixed path instrument rather than a variable one is:

- a) Simplicity of construction.
- b) Accuracy and constancy of parallelism of crystal and reflection.
- c) The smallness of the enclosure simplifies its use at extremes of temperature.

It, of course, has its own particular troubles, such as temperature gradients in the gas.

- 3) The resonance peak width in degrees centigrade and height of resonance in ohms is measured as a function of pressure of gas.

In Fig. 3, following equation (1)  $\alpha_{\text{obs}}$  is plotted against  $1/p$ .

The slope of the lines gives  $\alpha_{\text{gas}}$  and the intercepts  $\alpha_I$ .

Slopes give values near to the Stokes-Kirchhoff equation, e. g. H<sub>2</sub> 21 °C zero.

Fig. 4 shows values of  $\alpha_I$  obtained from Fig. 3 plotted against  $v$ . The linearity of  $\alpha_I$  and  $v$  shows the agreement with equation 2.

These results form the starting point of my experimental work.

The main features of the experimental arrangement are:

- 1) The crystal resistance  $R$  is measured directly by an R.F. admittance bridge.
- 2) A fixed path interferometer is used, the temperature being varied to produce resonance.

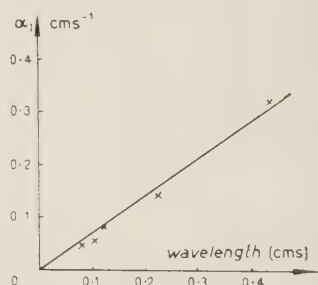


Fig. 4. — Interferential absorption at different wavelengths,

## Theory summarised.

HUBBARD shows that:

$$(3) \quad \begin{cases} R - R_{\text{Min}} = K(P_0) \\ K \propto p ; \end{cases}$$

$P_0$  is the function of Hubbard representing the well known interferometer pattern.

$K$  is a constant of the crystal and of the gas. It is proportional to  $(\rho c)$  of the gas.

The approximation that the absorption is low gives:

$$(4) \quad R_{\text{Max}} - R_{\text{Min}} = \frac{K}{r\alpha_{\text{obs}}} ,$$

$r$  = length of column of gas.

$$(5) \quad K = \pi \frac{n(R_{\text{Max}} - R_{\text{Min}})}{4} \frac{\Delta T}{T_{\text{res}}} ,$$

$n$  is the order of resonance.

$\Delta T$  is the width of the resonance at half the height.

$T_{\text{res}}$  is the absolute temperature of the resonance.

A plot of  $p(R_{\text{Max}} - R_{\text{Min}})$  against  $1/p$  together with  $K$  gives  $\alpha_{\text{gas}}$  and  $\alpha_{\text{I}}$ .

Mr L. E. LAWLEY is investigating the absorption and variation in the velocity of ultrasonics in narrow tubes. The well known formula of Helmholtz and Kirchhoff has been much used to make correction for these effects. Where the corrections are fairly small there is little uncertainty involved.

A test as comprehensive as that of Mr. LAWLEY has not however been carried out hitherto. I intend to mention it briefly as a fuller description will be given by Mr. LAWLEY himself at some later date.

The Helmholtz and Kirchhoff theory shows that:

$$(6) \quad \alpha_{\text{tube}} = \frac{\sqrt{\pi}f}{rv_0} C ,$$

$$(7) \quad v = v_0 \left( 1 - \frac{C}{2r\sqrt{\pi}f} \right) ,$$

where

$$(8) \quad C = \left\{ \sqrt{\frac{\eta}{\rho}} + \frac{v-1}{v} \sqrt{\frac{K}{\rho C_v}} \right\}$$

$$C \propto \frac{1}{\sqrt{p}} .$$

Five frequencies between 60 and 150 kHz were used in conjunction with five tubes between 0.3 m and 3 mm values.

$C$  was varied by changing the pressure. Measurements using Hydrogen, Nitrogen, Oxygen and Air were carried out.

## Results.

- 1) Proportionalities hold to the limits of experimental error.
- 2) Two very interesting effects were encountered.

*a)*  $\alpha_{\text{tube}}\sqrt{p}$  increases slightly as  $p$  is lowered. The increase is of the same order as will be expected if it were due to absorption in the gas.

*b)*  $\alpha_{\text{tube}}$  is a few percent greater than calculated values.

These two discrepancies are being followed up. The latter will probably give some difficulty but like all discrepancies in «accepted» laws it is well worthy of investigation.



## Ultraschall in Wissenschaft und Technik.

L. BERGMANN

*Wetzlar*

Es ist eine nicht ganz leichte Aufgabe, in der kurzen Zeit einer knappen halben Stunde einen auch nur eigenigermäßen erschöpfenden Überblick über den augenblicklichen Stand der Ultraschallforschung zu geben. Nachdem durch die bekannten Versuche von LANGEVIN und FLORISSON im ersten Weltkrieg und durch die schönen Versuche von WOOD und LOOMIS 10 Jahre später das Augenmerk der Wissenschaftler und Ingenieure auf die merkwürdigen Erscheinungen gelenkt worden war, die durch unhörbare Schallwellen großer Intensität in mechanischer, thermischer, chemischer und biologischer Beziehung hervorgebracht werden, und nachdem 1932 DEBYE und SEARS und fast gleichzeitig LUCAS und Biquard zum ersten Mal auf die interessanten optischen Phänomene bei Ultraschallwellen hingewiesen hatten, sind auf der ganzen Welt in den wissenschaftlichen Instituten und den Forschungslaboratorien der Industrie zahlreiche experimentelle und theoretische Arbeiten auf diesem Neuland der Akustik durchgeführt worden, sodaß heute nicht weniger als rund 2500 Einzelarbeiten, darunter mehrere ausführliche Monographien, vorliegen.

Der Ultraschall ist heute nicht mehr aus der Wissenschaft und der Technik fortzudenken und man darf, ohne zu übertreiben, wohl sagen, daß die Ultraschallwellen, deren Existenz ja schon im vorigen Jahrhundert bekannt war, heute auf fast allen Zweigen der Naturwissenschaft und der Technik zu einem unentbehrlichen Hilfsmittel geworden sind. Lassen Sie mich einige Beispiele, auf die ich zum Teil nachher noch ausführlicher einzugehen habe, bereits hier nennen. In der physikalischen Forschung hat uns der Ultraschall eine ganze Reihe neuer Meßverfahren geliefert, die es uns nicht nur gestatten, Materialkonstanten in einer wesentlich einfacheren Weise als bisher zu bestimmen, sondern es uns sogar ermöglichen, intramolekulare Vorgänge zu studieren. In der Chemie hat der Ultraschall zu einer immer mehr an Bedeutung gewinnenden Phonochemie geführt. So ist mittels Ultraschall eine Analyse von Stoffgemischen, ein Studium der chemischen Konstitution organischer Verbindungen möglich; in der Kolloidchemie lassen sich mittels Ultraschall Emul-

sionen und Suspensionen von besonders feiner Dispersität herstellen, und von großer Bedeutung ist in den letzten Jahren die depolymerisierende Wirkung intensiver Ultraschallwellen geworden. Auch in der Biologie wird der Ultra-

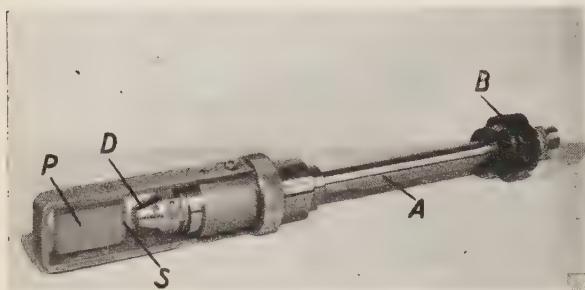


Bild 1. — Flüssigkeitspfeife von JANOVSKI und POHLMAN. *A* Rohrleitung für die Anblaseflüssigkeit, *B* Abstimmkopf zur Veränderung des Abstandes zwischen der Düse *D* und der Schneide *S* des Plattenschwingers *P*.

schall heute in mannigfacher Weise benutzt und in der Medizin hat er bereits zu einer vielversprechenden Ultraschalltherapie geführt. Von den mannigfachen technischen Anwendungen will ich hier nur die Verwendung in der Nachrichtenübermittlung unter Wasser, in der Echolotung, in der Lichtmodulation und beim Fernsehen erwähnen und ferner hinweisen auf das große Gebiet der zerstörungsfreien Werkstoff-

prüfung mittels Ultraschall, auf die Entgasung von Flüssigkeiten und Schmelzen, auf die Anwendung in der Metallkunde und nicht zuletzt auf die akustische Gasreinigung, um Ihnen einen gedrängten Überblick über die Vielseitigkeit der Verwendung von Ultraschall bei technischen Problemen zu geben.

Das Gebiet des Ultraschalles umfaßt, wie Sie wissen, alle die Schallwellen, die oberhalb des Hörbereiches unseres Ohres liegen. Wir sind heute in der Lage solche Schallwellen bis zu Frequenzen von mehreren hundert Megahertz zu erzeugen. Die höchste mir aus der Literatur bekannte Schallwellenfrequenz liegt bei etwa 1000 MHz. Es dürfte sehr reizvoll sein, das Frequenzgebiet noch nach höheren Schwingungszahlen zu erweitern, die sowohl in physikalischer als auch biologischer Beziehung von großem Interesse sind. Inwieweit sich diese Aufgabe mit den bisher üblichen Methoden der Ultraschallerzeugung ermöglichen läßt, müssen die Versuche zeigen.

Obwohl man unter Schallwellen zunächst nur longitudinale Schwingungen versteht, bezieht man in das Gebiet des Ultraschalls heute ganz allgemein auch die transversalen Schwingungen ein, wie sie in festen Stoffen als Scherwellen sowie als Biege- und Oberflächenwellen auftreten und gerade bei der Bestimmung elastischer Konstanten eine große Rolle spielen.

Die Erzeugung des Ultraschalles geschieht heute nach vier verschiedenen Verfahren, wobei zwei dieser Verfahren ein rein mechanisches Prinzip verwenden, während bei den anderen Verfahren hochfrequente elektrische Wechselströme in akustische Schwingungen verwandelt werden. Zu den mechanischen Verfahren gehören die Ultraschallpfeifen und Ultraschallsirenen. Von

den Pfeifen hat der Hartmann'sche Gasstrom-Schwinggenerator eine größere Bedeutung erlangt, da er bis vor wenigen Jahren das einzige Mittel darstellte, um Schallintensitäten von mehreren Watt in Luft oder Gasen zu erzeugen.

Da sich normale Pfeifen ebensowenig wie der Hartmann'sche Generator innerhalb einer Flüssigkeit betreiben lassen, haben JANOVSKI und POHLMAN einen anderen Weg zum Bau einer Flüssigkeitspfeife angegeben. Bild 1 zeigt Ihnen die Form einer solchen Flüssigkeitspfeife, bei der aus einer spaltförmigen Düse ein Flüssigkeitsstrahl gegen die Schneide einer Platte strömt. Durch die dabei auftretenden Schneidentöne — es bilden sich abwechselnd rechts und links neben der Schneide Wirbel — wird die Platte in Resonanzbiegeschwingungen versetzt und strahlt Ultraschallwellen in die Flüssigkeit ab. Man kann eine solche Pfeife besonders gut zur Herstellung von Emulsionen benutzen, indem man die Pfeife mit der einen der beiden zu emulgierenden Flüssigkeiten anbläst und sie in der anderen Flüssigkeit wirken läßt.

Zur Erzeugung sehr intensiver Ultraschallwellen in Gasen hat in letzter Zeit das zweite der mechanischen Verfahren, nämlich die Ultraschallsirene, eine größere Bedeutung erlangt. Solche Sirenen wurden zuerst in USA von ALLEN und RUDNICK sowie von der Ultrasonic Corporation in Cambridge gebaut. Bild 2 zeigt eine kleine Schallsirene zur Erzeugung von Frequenzen zwischen 500 und 22 000 Hz; ihre Leistung beträgt bei den höheren Frequenzen etwa 200 W, das entspricht Schallintensitäten von 1 bis 6 W/cm<sup>2</sup>. Es ist sicher, daß diese Sirenen in Zukunft noch eine sehr große Rolle in der Ultraschalltechnik spielen werden, nachdem sie sich bisher als Schallgeneratoren bei der akustischen Gasreinigung besonders gut bewährt haben.

Die wohl am meisten in der Ultraschallforschung benutzten elektrischen Verfahren arbeiten nach dem magnetostriktiven und dem piezoelektrischen Prinzip und ermöglichen die Erzeugung der höchsten Schallfrequenzen. Magnetostriktive Schallgeber lassen sich mit merklicher Energie bis zu Frequenzen von 200 kHz bauen. Ihr Vorteil liegt in dem sehr robusten Aufbau und der kleinen Betriebsspannung von im allgemeinen nur 60 V.

Im Gegensatz dazu benötigen die piezoelektrischen Schallgeber insbesondere bei hohen Leistungen wesentlich höhere Wechselspannungen. Der am

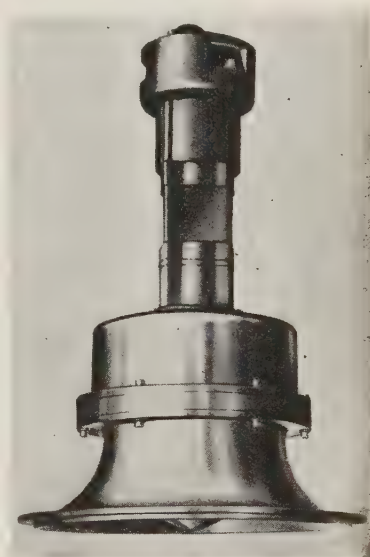


Bild 2. — Ultraschallsirene der Ultrasonic Corporation in Cambridge, Mass.



meisten benutzte Kristall ist der Quarzkristall; daneben sind in den letzten Jahren für kleinere Schallintensitäten, wie sie z.B. in Interferometern benutzt werden, auch Kristalle aus Kalium- oder Ammoniumphosphat sowie aus Ethylendiamintartrat und Kaliumtartrat benutzt worden. Zur Beschallung größerer Flüssigkeitsmengen hat neuerdings die Fa. Ultrakust den in Bild 3



Bild 3. — Rotationsstrahler der Fa. Ultrakust.

dargestellten Rotationsstrahler gebaut. Am unteren Ende der Säule sind sechs gleiche Quarzschwinger angebracht. Durch einen im oberen Teil des Gerätes angebrachten Elektromotor mit Exzentergetriebe wird die Säule mit den Schallgebern in der zu beschallenden Flüssigkeit in eine rotierende und gleichzeitig taumelnde Bewegung versetzt. Die Schalleistung beträgt bei 1000 kHz etwa 300 W. Dieses Gerät hat sich besonders bei der Beschallung von Weinen und Spirituosen bewährt.

Über die mit piezoelektrischen Schallgebern auf Quarzbasis erzielbaren Schallintensitäten ist zu sagen, daß diese im allgemeinen durch die elektrische Durchschlagsfestigkeit des den Quarzrand umgebenden Mediums bedingt ist. Bei Verwendung von gut isolierendem Öl lassen sich Schallintensitäten von  $40 \text{ W} \cdot \text{cm}^2$  erreichen.

Sowohl bei den magnetostriktiven als auch piezoelektrischen Schallgebern ist eine Steigerung der Schallintensität dadurch möglich, daß man den Schallgebern die Form einer Kugelschale gibt. Dann werden die abgestrahlten Schallwellen im Krümmungsmittelpunkt der konkaven Strahlerfläche konzentriert und in diesem Brennpunkt eine beträchtliche Erhöhung der Schallstärke bis zu mehreren  $\text{kW/cm}^2$  erreicht. Auch durch den Vorsatz geeigneter Linsen ist in Flüssigkeiten eine solche Schallkonzentration möglich. Erfolgreiche Versuche sind unter anderen gerade am hiesigen Institut von SETTE durchgeführt worden.

Der Bau piezoelektrischer Schallgeber mit großer schallabstrahlender Fläche und hoher Leistung scheiterte bisher an dem hohen Preis der erforderlichen großen natürlichen Quarzkristalle. Hier dürfte in nächster Zeit der synthetische piezoelektrische Schwinger aus Bariumtitanat einen Fortschritt bringen. Wie die zuerst in USA durchgeführten Versuche zeigen, lassen sich solche Schwinger in jeder Form verhältnismäßig einfach durch

Sintern herstellen und scheinen sich auch als Ultraschallgeber gut zu bewähren.

Sowohl den magnetostriktiven als auch piezoelektrischen Schallgebern haftet der Nachteil an, daß sich mit ihnen nur bestimmte durch die Eigenschwingungen der Schallgeber bedingte Frequenzen mit großer Intensität erzeugen lassen. Häufig ist aber ein Ultraschallgenerator mit kontinuierlichem Frequenzspektrum sehr erwünscht. Ein solcher läßt sich vielleicht in Zukunft vermittels des Elektrostriktionseffekts in Flüssigkeiten verwirklichen, wie orientierende Versuche von FALKENHAGEN und MEES ergaben, über die FALKENHAGEN im vergangenen Jahr erstmalig ausführlicher berichtete.

Ich komme nun mit einigen Worten zur Frage des Nachweises und der Messung von Ultraschall. Die am meisten interessierenden Größen sind die Schallwellenlänge und die Schallintensität. Bei meistens bekannter Schallfrequenz liefert uns die Schallwellenlänge sofort die Schallgeschwindigkeit in dem schallführenden Medium; auf die große Bedeutung der Schallgeschwindigkeitsmessung wird nachher noch einzugehen sein.

Die Bestimmung der Schallintensität bzw. Leistung erfolgt im Ultraschallgebiet in den meisten Fällen durch Messung des Schallwechseldruckes bzw. des Schallstrahlungsdruckes. Zur Schallwechseldruckmessung stehen uns heute mit Kristallmikrophonen ausgerüstete Schalldruckmesser verschiedener Bauart zur Verfügung; als Beispiel zeigt Bild 4 ein von der Fa. Massa in Cleveland, Ohio, gebautes Gerät und Bild 5 eine

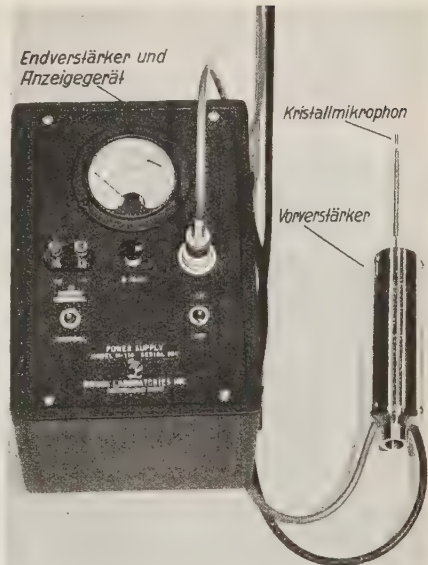


Bild 4. – Mit Kristallmikrophon arbeitender Schallwechseldruckmesser der Fa. Massa in Cleveland, Ohio.

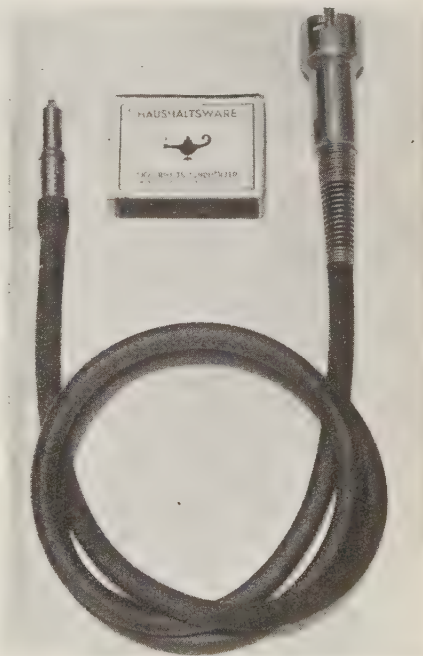


Bild 5. – Schallfeldsonde der Fa. Steeg und Reuter, Bad Homburg.



von der Fa. Steeg & Reuter in Bad Homburg neuerdings entwickelte Schallfeldsonde.

Die Messung des Schallstrahlungsdruckes geschieht mit Radiometern oder

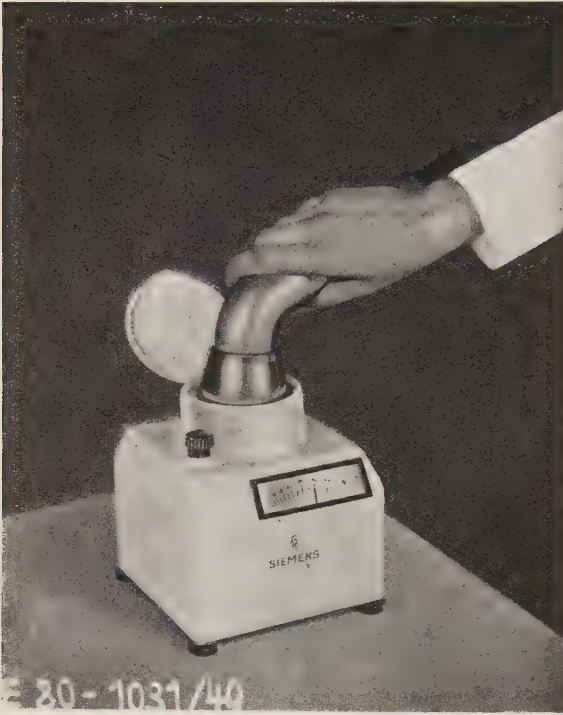


Bild 6. – Schallstrahlungsdruckwaage der Fa. Siemens-Reiniger-Werke in Erlangen.

Druckwaagen; Bild 6 zeigt die Schallstrahlungsdruckwaage der Fa. Siemens-Reiniger-Werke, Erlangen, wie sie zur Einstellung der Schallköpfe von Ultraschall-Diathermiegeräten benutzt wird. Der Aufbau geht aus der Schnittzeichnung in Bild 7 hervor.

Dieser Schallstrahlungsdruck, der in der Hörakustik bei den dort vorkommenden, im allgemeinen sehr kleinen Schallintensitäten meist vernachlässigt werden kann, spielt in der Ultraschallforschung bei sehr vielen Problemen, wie z.B. der Entgasung von Flüssigkeiten, der Koagulation von Aerosolen und Hydrosolen, bei Diffusionsvorgängen usw. eine wichtige Rolle.

Während die Schallintensitätsmessung mit den genannten Geräten bei Ultraschall in Flüssigkeiten und Gasen verhältnismäßig einfach ist, fehlt z. Zt. noch immer ein Verfahren, um die Schallintensität in festen Stoffen zu messen oder um eine bestimmte Schallenergie in ein Versuchsobjekt hineinzubringen, wie es z.B. gerade in der Ultraschalltherapie gewünscht wird. Die Tatsachen, daß ein Schallgeber keineswegs einen homogenen, parallelen Schallstrahl abstrahlt, daß seine

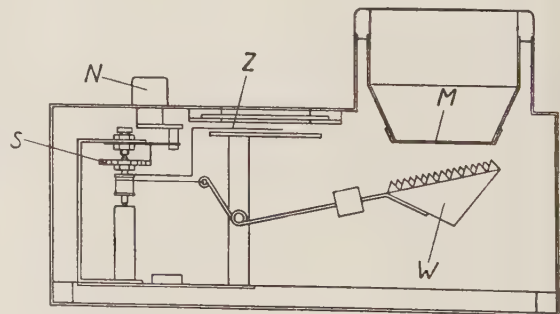


Bild 7. – Schnitt durch eine Schallstrahlungsdruckwaage.

Leistung durch den angekoppelten zu beschallenden Körper in einer nicht immer zu übersehenden Weise beeinflußt wird, daß ferner für die biologische Schallwirkung das Intensität  $\times$  Zeit-Gesetz nicht gilt, erschweren die Lösung einer Ultraschalldosimetrie in der Therapie nicht unbeträchtlich.

Ganz anders liegen die Verhältnisse hinsichtlich der Messung der Schallwellenlänge. Hier stehen uns heute eine ganze Reihe von Verfahren zur Verfügung, um Schallwellenlängen auch bei den höchsten Frequenzen mit sehr großer Genauigkeit zu messen. In der Ultraschallforschung ist das Interferometer ebensowenig wie in der Optik fortzudenken. Von den zahlreichen Interferometerausführungen sollen Ihnen die Bilder 8 und 9 zwei Beispiele zeigen. Das erste zeigt ein von dem Naval Research Laboratory in Washington gebautes Gerät, das mit einer Frequenz von 1 MHz arbeitet und bei dem das eigentliche Interferometer in einen Thermostaten eingebaut ist, um Flüssigkeiten in einem größeren

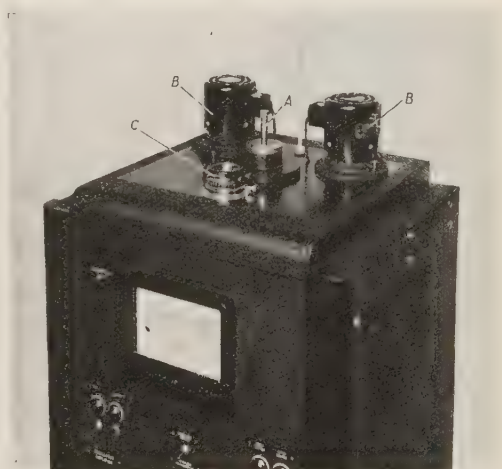


Bild 8. – Ultraschallinterferometer des Naval Research Laboratory in Washington. A Interferometerschraube, B Elektromotore zum Umrühren der Thermostatflüssigkeit, C Temperaturregler.

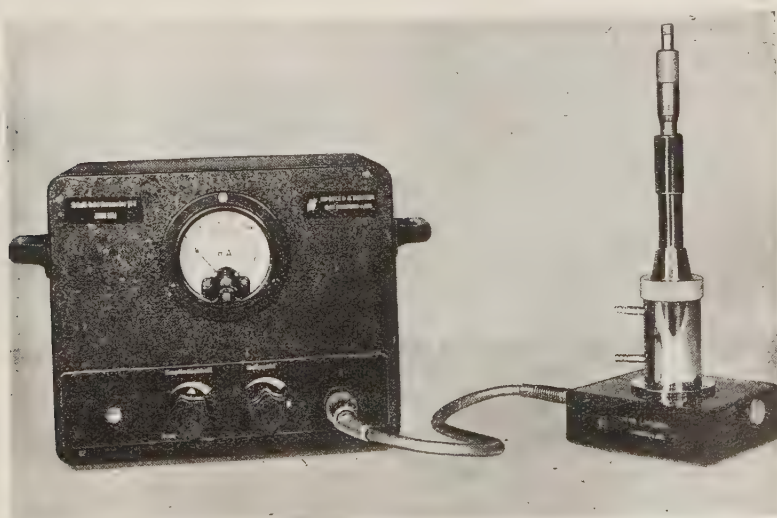


Bild. 9. – Ultraschallinterferometer der Fa. Steeg und Reuter, Bad Homburg.

Temperaturbereich durchzumessen. Das zweite Bild zeigt ein einfacheres Gerät, das von der Fa. Steeg & Reuter in Bad Homburg gebaut wird.

Neben diesen mechanisch bzw. elektrisch arbeitenden Verfahren besitzen

wir noch eine Reihe optischer Methoden zur Wellenlängenmessung. Wie ich bereits zu Anfang erwähnte, hatten unabhängig voneinander 1932 DEBYE und SEARS sowie LUCAS und BIQUARD gefunden, daß sowohl an fortschreitenden als auch an stehenden Ultraschallwellen das Licht in ähnlicher Weise wie an einem optischen Strichgitter gebeugt wird. Wenn ich auch annehme darf, daß den meisten von Ihnen diese Erscheinung bekannt ist, so möchte ich Sie Ihnen doch noch in zwei Farbphotos zeigen. Bild 10 zeigt die mit monochromatischem Licht aufgenommene Lichtbeugung an Schallwellen von verschiedener Frequenz in Xylol. Aus dem Abstand der Beugungsbilder, die man natürlich bei genauen Messungen mit monochromatischem Licht aufnehmen muß, und den optischen Daten der Apparatur läßt sich dann die Gitterkonstante d.h. die Schallwellenlänge sehr genau messen. Bild 11 zeigt, daß sich das Schallwellengitter auch direkt beobachten und sichtbar machen läßt, wobei die Druckbäuche als helle Linien erscheinen. Es würde zu weit führen, auf die zahlreichen Varianten dieser optischen Methoden näher einzugehen. Ihr Hauptvorteil liegt neben der Einfachheit des Aufbaues vor allem darin, daß man von dem schallfüh-

Bild 10. – An Schallwellen in Xylol erhaltene Beugungsspektren (Grund-, dritte und fünfte Oberschwingung).

renden Medium nur wenige Kubikzentimeter benötigt. Dadurch wurde es möglich, Schallgeschwindigkeitsmessungen auch an schwer zugänglichen oder leicht verdampfenden Flüssigkeiten und sogar in verflüssigten Gasen durchzuführen.

In den letzten Jahren ist vorwiegend in USA noch ein weiteres Verfahren zur Messung der Schallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten und festen Körpern entwickelt worden, das nach dem Prinzip des in der Kurzwellentechnik zur Ortung benutzten Radarsystems arbeitet. Bei diesem Echo-Impuls-Verfahren (Bild 12)

werden kurze Schallimpulse von nur wenigen Millimetern Länge in das zu untersuchende Medium ausgesandt. Aus der Messung ihrer Laufzeit

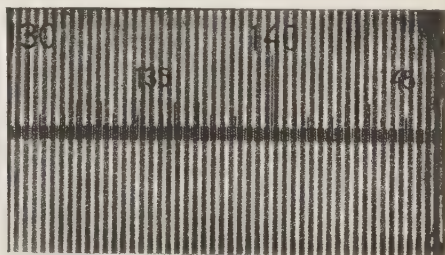


Bild 11. – Direkt sichtbar gemachte stehende Schallwelle (nach HIEDEMANN und SCHAEFER).



längs einer mittels Reflektor einstellbaren Wegstrecke erhält man dann die Schallgeschwindigkeit und zwar ohne Kenntnis der Schallfrequenz. Da das Verfahren die Gruppengeschwindigkeit und nicht die Phasengeschwindigkeit mißt, eignet es sich besonders gut zur Untersuchung der Schalldispersion. Bestimmt man bei diesem Verfahren auch noch die Abnahme der Amplitude

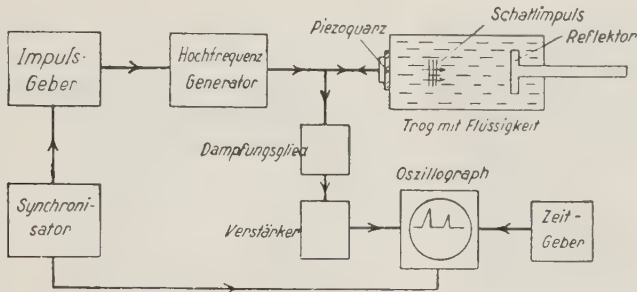


Bild 12. – Prinzip des Impulsverfahrens zur Messung der Schallgeschwindigkeit und Schallabsorption.

der Schallimpulse längs einer bestimmten Laufstrecke, so kann man daraus die Schallabsorption des betreffenden Mediums ermitteln.

Mittels Ultraschall sind inzwischen die Schallgeschwindigkeiten in hundert von organischen Flüssigkeiten sowie in den verschiedenartigen Lösungen und Mischungen zweier Flüssigkeiten gemessen worden. Aus der Kenntnis der Schallgeschwindigkeit lassen sich nicht nur wertvolle Schlüsse auf die chemische Konstitution organischer Verbindungen schließen, sodaß heute der Ultraschall als Konstitutionsforschungsmittel würdig an die Seite der Molrefraktionsbestimmung tritt, wir können auch aus der Schallgeschwindigkeit eine Reihe wichtiger Konstanten wie z.B. die Kompressibilität, den Molekülradius, das Dipolmoment usw. ermitteln. In dieser Beziehung haben unter anderen insbesondere die Arbeiten von PARTHASARATHY, von PARSHAD, von LAGEMANN und Mitarbeitern, von BACCAREDDA, GIACOMINI und PESCE sowie ganz besonders von SCHAAFFS wertvolle Beiträge geliefert. Auch die Kenntnis der Schallabsorption bietet ein gleich wertvolles analytisches Hilfsmittel. Aus ihrer Frequenzabhängigkeit lassen sich z.B. die Energieanteile, die in den verschiedenen Freiheitsgraden der Moleküle bzw. in den strukturierten Teilen der Flüssigkeit enthalten sind getrennt ermitteln. So ermöglicht uns die Ultraschallforschung einen Blick in die Struktur der Flüssigkeiten zu tun und es steht zu erwarten, daß sich gerade die interessante Frage einer quasikristallinen Flüssigkeitsstruktur mittels des Ultraschalles weiter klären und erforschen läßt.

Ähnlich liegen die Verhältnisse bei Schalluntersuchungen in Gasen. Bereits frühzeitig wurde in mehratomigen Gasen eine Schalldispersion d.h. ein An-

steigen der Schallgeschwindigkeit mit steigender Frequenz beobachtet. Auf Grund der Arbeiten von HERZFELD und RICE, von KNESER, von HENRY und anderen Forschern wissen wir, daß diese Schalldispersion durch akustische Relaxationserscheinungen bedingt ist. Steigert man die Schallfrequenz, so kann man sich leicht vorstellen, daß gewisse Vorgänge im durchschallten Gas,

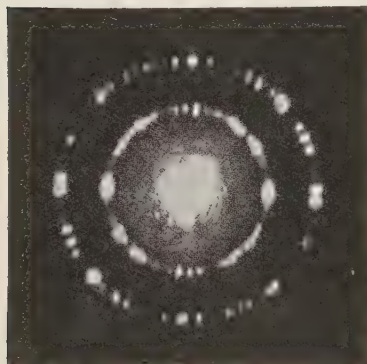


Bild 13. — Optisches Beugungsbild eines schwingenden Glaswürfels (nach SCHAEFER und BERGMANN).

wie z.B. die Molekülschwingungen oder die Einstellung eines chemischen Reaktionsgleichgewichtes, infolge ihrer Trägheit, von einer bestimmten Frequenz ab den raschen Druck- bzw. Temperaturschwankungen in der Schallwelle nicht mehr folgen können, was gleichbedeutend mit einer Veränderung der spezifischen Wärme und damit der Schallgeschwindigkeit ist. So ermöglichen uns die Messungen der Schalldispersion und der damit verbundenen Schallabsorption in Gasen einen Einblick in molekulare und intramolekulare Vorgänge und erlauben uns auf akustischem Wege Größen zu bestimmen, die sich z.T. bisher nur auf spektroskopischem Wege ermitteln ließen. Es ist nicht ausgeschlossen, daß sich mit dem gleichen Verfahren auch die Dissoziationsvor-

gänge in Verbrennungsgasen untersuchen lassen, woran bekanntlich die Motorenindustrie ein besonders Interesse hat.

Auch beim festen Körper hat uns die Ultraschallforschung sehr schöne und z.T. sehr interessante Ergebnisse geliefert. Im Gegensatz zu den flüssigen und gasförmigen Medien sind im Festkörper neben den longitudinalen Wellen auch noch transversale Wellen, die Schub- oder Scherwellen, möglich. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser Wellen wird durch die elastischen Konstanten des festen Körpers bestimmt. Die Zahl dieser Konstanten, die im einfachsten Fall des isotropen Körpers zwei beträgt, kann bei anisotropen Körpern, den Kristallen, bis zu 21 betragen und es bedurfte, bevor man die Ultraschalltechnik beherrschte, außerordentlich mühevoller und langwieriger Messungen, um diese Konstanten bei einem Kristall höherer Ordnung zu bestimmen. Gerade hier hat uns die Ultraschallforschung beachtenswerte Erfolge bescheeert, indem es vermittels der optischen Methode bzw. des Echo-Impulsverfahrens gelingt, diese Konstanten in sehr eleganter Weise zu bestimmen. Bildet man z.B. durch einen Glaswürfel, in den man von einer Seite Ultraschallwellen hineinschickt, einen Lichtpunkt auf einem Schirm ab, so erhält man die in Bild 13 dargestellte Beugungsfigur. Das Licht wird auf zwei Kreise gebeugt, deren Radien nicht im Verhältnis 1 : 2 stehen. Das bedeutet, daß in dem Glaskörper zwei Beugungssysteme mit verschiedener Gitterkon-



stante existieren. Sie müssen von zwei elastischen Wellen mit verschiedener Fortpflanzungsgeschwindigkeit d.h. also verschiedener Wellenlänge herrühren. Die Theorie zeigt nun, daß der innere Kreis durch die Beugung des Lichtes an einem elastischen Raumgitter entsteht, das von Longitudinalwellen erzeugt wird, während der äußere Kreis einem Gitter von Transversal- oder Schub-

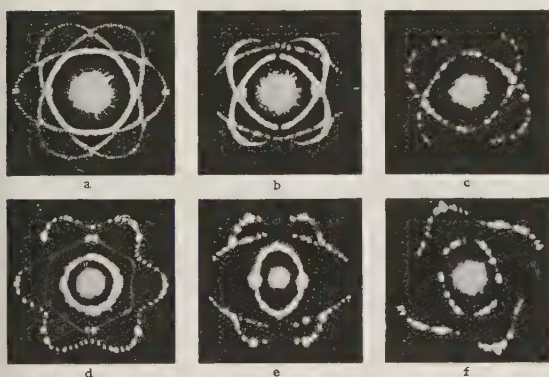


Bild 14. – Beugungsbilder bei Durchstrahlung eines schwingenden Quarzwürfels in der Z-, Y- und X-Achse (obere Reihe) und eines Kalkspatwürfels in den analogen Richtungen (untere Reihe) (nach SCHAEFER und BERGMANN).

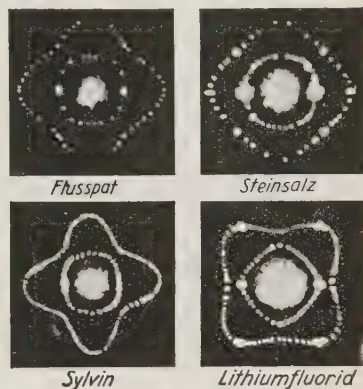


Bild 15. – Beugungsbilder schwingender regulärer Kristalle bei Durchstrahlung in Richtung  $\perp$  zu einer Würfelfläche (nach SCHAEFER und BERGMANN).

wellen zuzuordnen ist. Man kann daher aus einer einzigen derartigen Beugungsaufnahme die beiden elastischen Konstanten des isotropen Körpers, den Elastizitätsmodul und den Torsionsmodul ermitteln; das Verhältnis beider Radien liefert den Querkontraktionskoeffizienten.

Das Verfahren ist besonders wertvoll bei der Bestimmung der elastischen Konstanten von Kristallen. So zeigt Ihnen Bild 14 drei Beugungsaufnahmen bei Durchstrahlung eines Quarz- bzw. Kalkspatkristalles in drei zueinander senkrechten Richtungen. Bild 15 bringt einige an regulären Kristallen bei Durchstrahlung senkrecht zur Würfelfläche erhaltene Aufnahmen. Einige neuerdings an Kristallen aus Seignettesalz, Natriumchlorat und Kaliumphosphat aufgenommene wird der Vortrag von JONA bringen. Sowohl JONA als auch ZWICKER gelang es damit die Temperaturabhängigkeit der elastischen Konstanten bis in die Umgebung des Curiepunktes zu verfolgen und aus ihrem Verhalten interessante Schlüsse auf die Kristallgitterenergien zu ziehen.

In USA hat man zur Bestimmung der Elastizitätskonstanten von Metallen und Kristallen mit gutem Erfolg auch das Echo-Impulsverfahren benutzt und damit gleichzeitig auch die Schallabsorption in Festkörpern zum ersten Mal genauer studiert. Infolge des Einflusses der Wärmeleitfähigkeit werden trans-

versale Wellen schwächer absorbiert als longitudinale, weil bei den ersteren keine adiabatischen Volumänderungen und daher auch keine Verluste durch

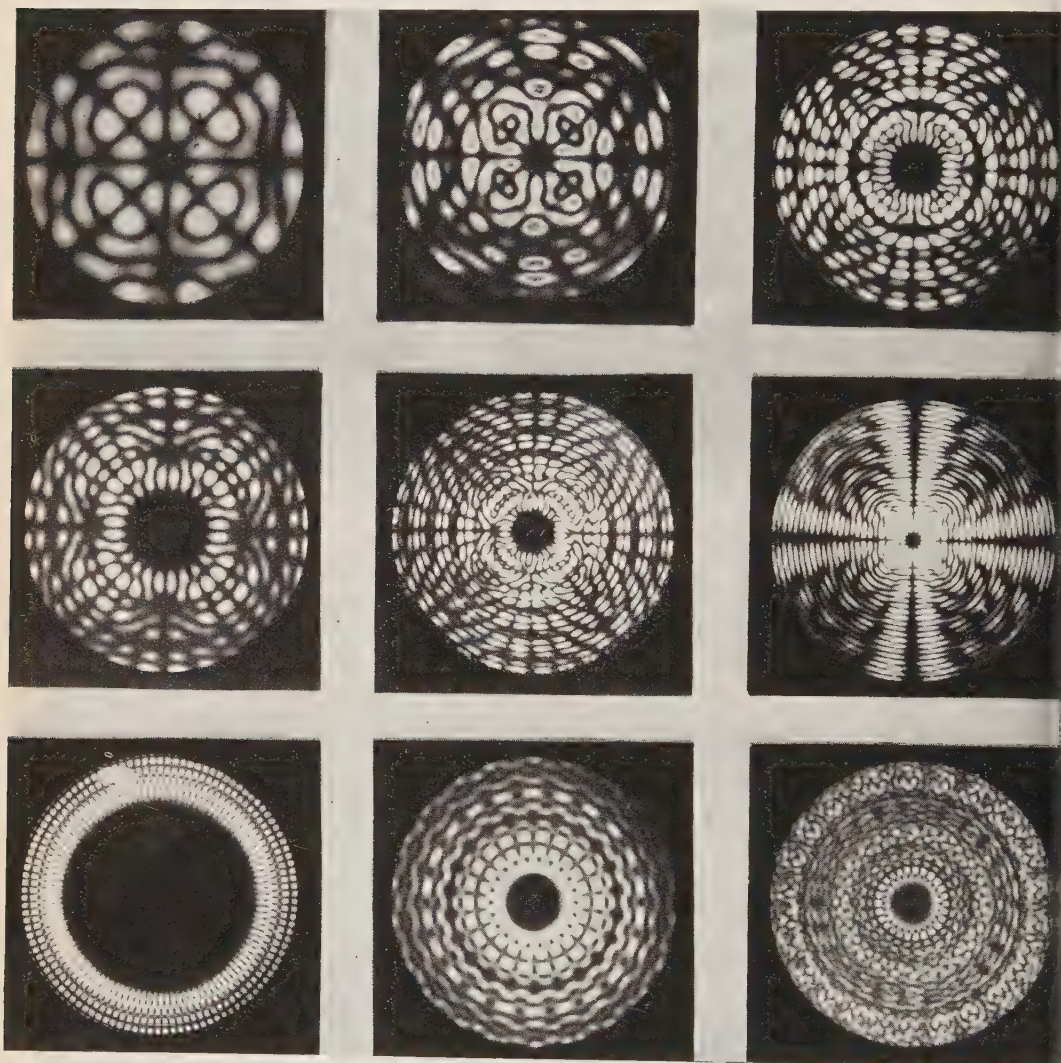


Bild 16. – Hochfrequent schwingende Glaszylinder bei Betrachtung im polarisierten Licht zwischen gekreuzten Nikols (nach BERGMANN); 1. und 2. Reihe linear, 3. Reihe zirkular polarisiertes Licht.

Wärmeleitung auftreten. Während man unter anderem z.B. im Steinsalz eine außerordentlich kleine Schallabsorption feststellte, zeigt z.B. Seignettesalz dicht oberhalb des Curiepunktes eine auffallend starke Absorption der Scherwelle. In polykristallinem Material steigt die Schallabsorption stark an, wenn



die Schallwellenlänge in die Größe der Kristallitdurchmesser kommt oder kleiner als diese wird. Hier liegen Untersuchungen von MASON und McSKIMIN in USA und von BASTIEN, BLETON und KERVERSAU in Frankreich vor, die zeigen, daß der Ultraschall auch in der Metallographie ein wertvolles Prüfmittel darstellt.

Zum Schluß dieses ersten Teiles meiner Ausführungen möchte ich Ihnen noch einige Aufnahmen zeigen, die uns einen Einblick in die Schwingungsform

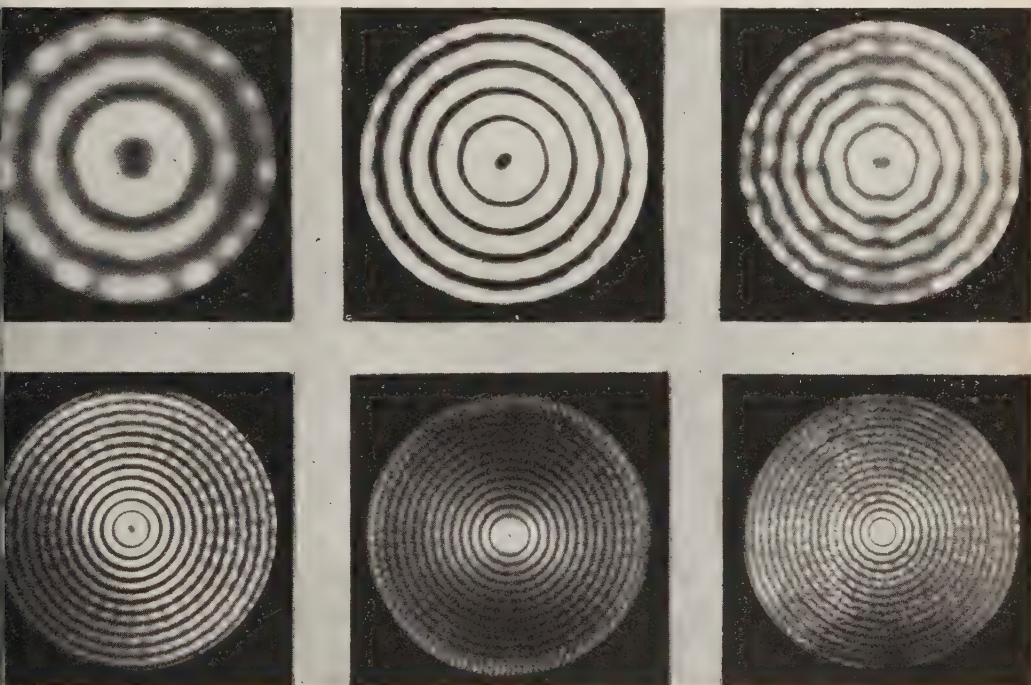


Bild 17. – Hochfrequent schwingende Glaszylinder in zirkular polarisiertem Licht zwischen gekreuzten Nikols; reine radiale Dehnungsschwingungen verschiedener Ordnung (nach BERGMANN).

von Glaszylindern geben, die mit Ultraschallschwingungen angeregt wurden. Im polarisierten Licht zwischen gekreuzten Nikols erscheinen alle diejenigen Stellen hell auf dunklem Grund, an denen eine elastische Doppelbrechung im Glas auftritt; es sind dies die Stellen, an denen sich bei einer stehenden elastischen Schwingung ein Spannungsellipsoid ausbildet. (Bild 16). Neben diesen komplizierten Schwingungsformen, die an die bekannten Chladnischen Klangfiguren runder Scheiben erinnern, treten auch reine radiale Dehnungsschwingungen auf, bei denen sich im Zylinder von der Achse nach dem Rande eine stehende Longitudinalwelle ausbildet. So erkennt man in Bild 17 das Auf-

treten einer jeweils durch die Ordnungszahl der Oberschwingung bedingten Anzahl kreisförmiger heller und dunkler Ringe. Diese radialen Zylinderschwingungen wurden theoretisch bereits 1913 von AIREY berechnet und konnten jetzt zum ersten Mal experimentell nachgewiesen werden. Sie haben eine ge-

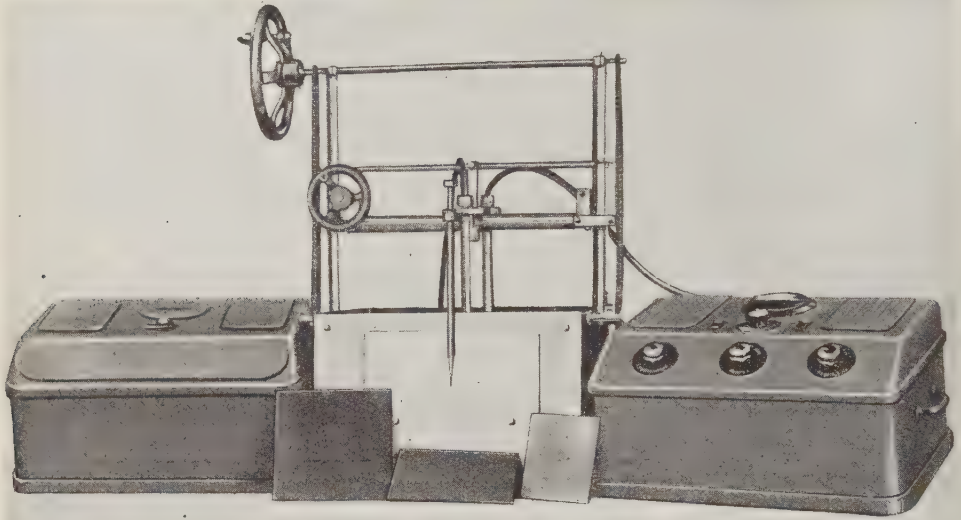


Bild 18. – Ultraschallgerät zur Prüfung von Blechen usw.

(Hersteller: Westerswald Werkstätten, Hachenburg).

Auf dem Bild ist rechts der Ultraschallgenerator, in der Mitte der Flüssigkeitstrog mit dem von oben eintauchenden Schallgeber und Empfänger und links der Empfangsverstärker mit dem Anzeigegerät zu erkennen.

wisse Bedeutung für die Ultraschallfortpflanzung längs zylindrischer Stäbe, wie sie z.B. bei der medizinischen Beschallungs-sonden benutzt werden.

Ich komme nun noch zu den mehr technischen und praktischen Anwendungen des Ultraschalles. Sie Tatsache, daß eine stehende Ultraschallwelle der Frequenz  $N$  in der Sekunde  $2N$  mal entsteht und verschwindet und infolgedessen das an dieser Schallwelle abgelenkte Licht mit der doppelten Schallfrequenz oszilliert, hat man zum Bau von Ultraschallstroboskopen benutzt. Gegenüber den bisher zu diesem Zweck benutzten Kerrzellen haben diese Ultraschallzellen den Vorteil eines einfacheren optischen Aufbaues und einer größeren Lichtstärke. Sie lassen sich außerdem noch im Ultraviolett verwenden, wo das zur Füllung der Kerrzellen benutzte Nitrobenzol schon nicht mehr lichtdurchlässig ist. Unter anderem haben diese Ultraschallstroboskope eine Anwendung beim Bau von Fluorometern zur Messung der An- und Abklingzeiten von fluoreszierenden Stoffen gefunden.

Wird der die Schallwelle erzeugende Quarz mit einer Hochfrequenzspannung erregt, die mit einer Sprach- oder Bildfrequenz moduliert ist, so erfährt das von dieser amplitudenmodulierten Schallwelle abgelenkte Licht die gleiche Modulation. So hat die Ultraschallzelle auch Eingang in das Gebiet der Licht-

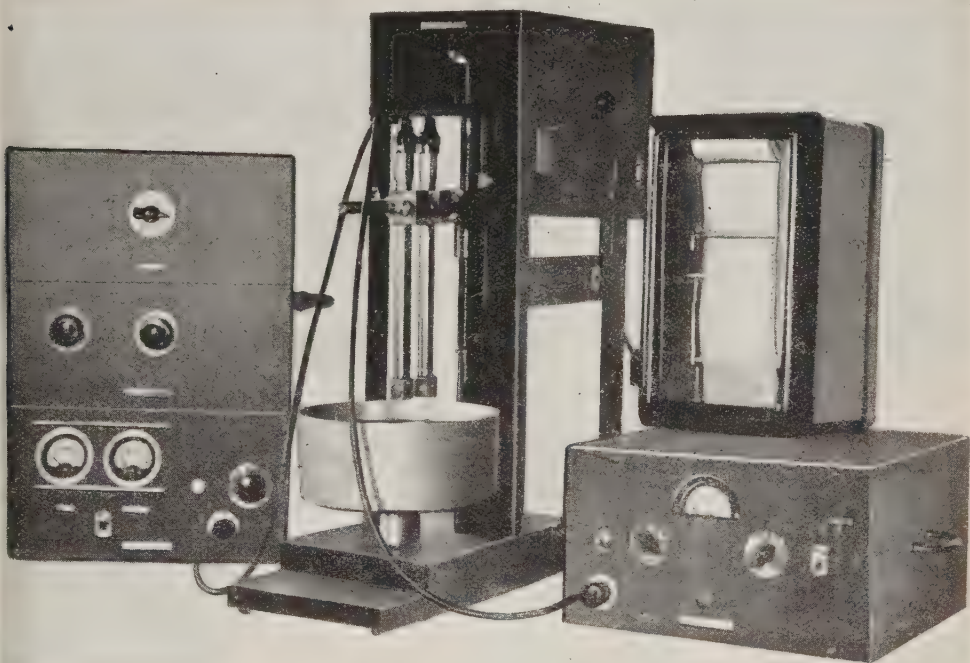


Bild 19. – Ultraschallgerät zur Prüfung von Lagerschalen  
(Hersteller: Fa. Wanjek in Reutte-Höfen (Tirol)).

Auf dem Bild ist links der Ultraschallgenerator, in der Mitte der Flüssigkeitstrog mit dem von oben eintauchenden Schallgeber und Empfänger und rechts der Empfangsverstärker mit dem Schreibgerät zu erkennen.

telephonie und des Fernsehens gefunden. In den letzten Jahren sind gerade am hiesigen Institut von GIACOMINI Zellen mit besonders großem Querschnitt hergestellt und ihre Eigenschaften hinsichtlich Modulationsgrad und Klirrfaktor von SETTE untersucht worden.

Auf das große Anwendungsgebiet des Ultraschalles in der Nachrichtenübermittlung unter Wasser, die Echolotung usw. will ich hier nicht näher eingehen. Dagegen möchte ich hinweisen auf die Verwendung der Ultraschallwellen zum Bau von sogenannten Verzögerungsstrecken, die heute nicht nur in der messenden Physik, sondern auch in der Technik z.B. bei den elektrischen Rechenmaschinen zur Speicherung irgendwelcher Zahlen oder Zahlenkombinationen eine vielseitige Anwendung gefunden haben.



Nicht mehr zu entbehren ist der Ultraschall auf dem Gebiet der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung. Risse, Lunker und sonstige Fehlstellen, die sich weder mittels der Röntgendurchleuchtung, noch bei ferromagnetischen Stoffen mittels der Magnetpulvermethode nachweisen lassen, können mittels Ultra-

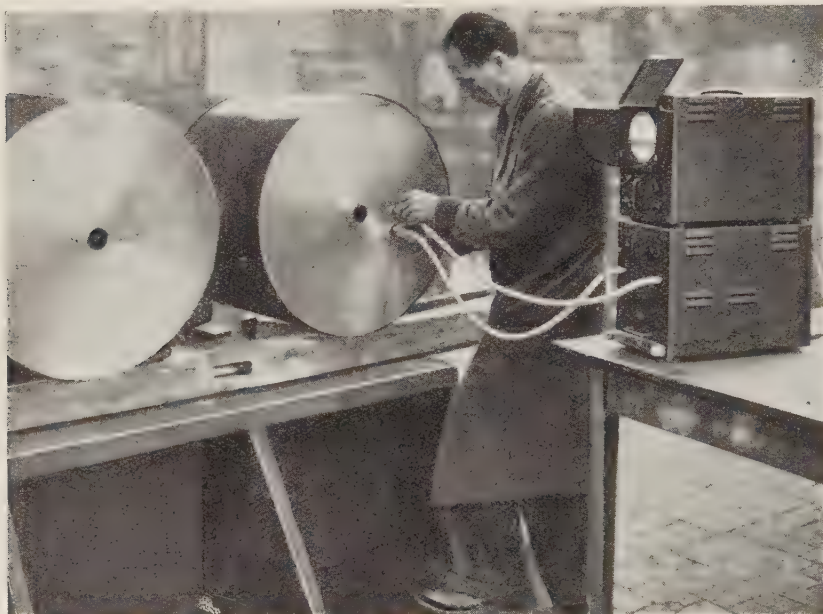


Bild 20. – Prüfung des Erreger- und des Kupplungsteiles eines Turbogenerators mit dem Ultraschall-Werkstoff-Prüfgerät der Fa. Hughes & Son, London. – Aufnahme der Eidgenössischen Materialprüfungs- und Versuchsanstalt in Zürich.

schall sichtbar gemacht werden. Sie sehen in Bild 18 eine von den Westerswald-Werkstätten in Hachenburg angefertigte Apparatur zur Prüfung von Blechen mittels einfacher Durchschallung. In Bild 19 ist eine Anordnung der Fa. Wanjek in Reutten (Tirol) wiedergegeben, die zur Prüfung von Lager-schalen dient. Beide Geräte arbeiten in einem Flüssigkeitstrog mit Schall-frequenzen von einigen Megahertz, die zwecks Vermeidung stehender Wellen gewobbelt werden. In den angelsächsischen Ländern benutzt man zur aku-stischen Werkstoffprüfung vorwiegend das Echo-Impulsverfahren, das die Prüfung beliebig gestalteter Werkstücke durch einfaches Abtasten gestattet. Als Beispiel sehen Sie in Bild 20 die Untersuchung des Erreger- und Kupplungs-teiles des Rotors eines Turbogenerators in der Eidgen. Materialprüfungs- und Versuchsanstalt in Zürich mit Hilfe des von der Fa. Hughes in London ge-bauten Prüfgerätes.

Daß man Fehlstellen in Werkstücken mittels Ultraschall nicht nur nach-

weisen, sondern sogar abbilden und somit direkt auf einem Schirm sichtbar machen kann, hat POHLMAN mit seinem Schallsichtgerät bewiesen. Bild 21 zeigt eine Ansicht von Schallgeber und Empfänger, zwischen die das zu untersuchende Werkstück gebracht wird. Mittels einer verstellbaren Ultraschalllinse wird dann die Fehlstelle auf einem Schirm abgebildet. Dieser schallempfindliche Schirm besteht aus einer dünnen Flüssigkeitsschicht, in die feinste Aluminiumfitterchen suspendiert sind. An den vom Schall getroffenen Stellen stellen sich diese Aluminiumteilchen parallel zur Schallwellenfront. In auffallendem Licht erkennt man dann das Bild der Fehlstelle dunkel auf hellem Grund. Die Empfindlichkeit bzw. Leistungsfähigkeit dieses Gerätes das sich bereits bei der serienmäßigen Prüfung von Werkstücken bewährt hat, geht aus Bild 22 hervor. Zwei plan aufeinander passende Metallklötze wurden zusammengeschraubt und akustisch durchleuchtet. Man erkennt deutlich die Trennungslinie sowie die Schraubenbohrung; die Schraube selbst bleibt infolge des sie umgebenden dünnen Luftfilms unsichtbar.

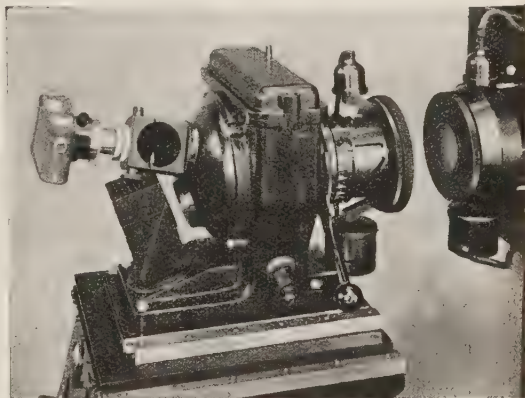


Bild 21. – Ultraschall-Sichtgerät von POHLMAN.

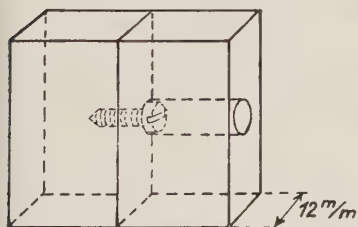
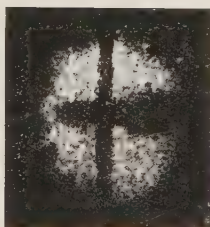


Bild 22. – Modellversuch zur Prüfung der Leistungsfähigkeit des Ultraschall-Sichtgerätes von POHLMAN.



brillen, zur Zerteilung von Fasern u. dgl. geworden. Auch die von verschiedener Seite unternommenen Versuche mittels Ultraschall zu waschen, scheinen nach den bisherigen Ergebnissen für die Zukunft recht aussichtsreich zu sein.

Dank der Entwicklung der Schallsirenen gewinnt die auf der koagulierenden Wirkung der Ultraschallwelle beruhende akustische Gasreinigung eine immer größere Bedeutung. Anlagen, die mehrere tausend Kubikmeter Gas in der Minute reinigen, sind in der amerikanischen Industrie schon mehrere Jahre

Auf die vielseitige Anwendung des Ultraschalles in der Kolloidchemie zur Herstellung von Emulsionen und Suspensionen brauche ich nicht näher einzugehen. Auch in der Elektronenmikroskopie ist der Ultraschall ein unentbehrliches Hilfsmittel zur Isolierung kollagener Fi-

im Betrieb und finden eine immer größere Anwendung gerade zur Beseitigung besonders feiner Stäube.

Auch in der Metallkunde hat der Ultraschall Eingang gefunden. Die Herstellung sehr feinkörniger Metalle durch Beschallung der Schmelzen ist bereits im Laboratoriumsversuch gelungen und es dürfte nur eine Frage der Zeit sein, bis sich auch größere Mengen zum mindesten von Leichtmetallschmelzen be-

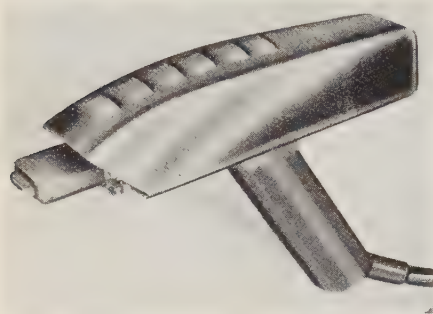


Bild 23. – Mit Ultraschall erregter Löt-  
kolben der Fa. Mullard Electronic Pro-  
ducts Limited, London.

schallen lassen. Besonders interessant sind die von SCHMID und seinen Mitarbeitern gefundenen Ultraschallwirkungen auf ferromagnetische Stoffe wie z.B. Nickel; hier zeigte es sich, daß die durch Ultraschall in das Material hineingebrachten hochfrequenten Wechselspannungen um Größenordnungen stärker wirken als eine gleich große statische Druck- oder Zugbeanspruchung und es ist nicht ausgeschlossen, daß diese Versuche auf dem Umweg über den Magnetismus uns neue Einblicke in das Problem der Dauerfestigkeit ermöglichen.

Bei Metallfedern läßt sich durch eine kurzzeitige Beschallung eine Auslösung innerer Spannungen und eine Alterung des Materials herbeiführen. Mit Ultraschall erregte LötKolben (Bild 23) ermöglichen das Löten von Aluminium und das Verzinnen von Eisen und mittels Ultraschallwellen läßt sich auch das Haften von Lacken auf Metallen prüfen.

Sehr vieles ließe sich noch über die bei chemischen Vorgängen beobachteten Ultraschallwirkungen sagen. Hier eröffnet sich für den Forscher noch ein reichhaltiges Arbeitsfeld. Ich will nur die von SCHMID und anderen Autoren wie z.B. GRABAR, PRUDHOMME usw. untersuchte depolymerisierende Wirkung der Ultraschallwellen erwähnen, die zeigt, daß fadenförmige Makromoleküle vom Ultraschall zerrissen und damit echte chemische Hauptvalenzen durch Beschallung gelöst werden. Die Tatsache, daß dabei die Fadenmoleküle nicht bis zum Grundmolekül abgebaut werden, vielmehr ein gewisser Polymerisationsgrad bestehen bleibt, ist zum Beispiel für die Kunstseide- und Kautschukindustrie sehr wichtig.

Bei vielen chemischen Wirkungen des Ultraschalls spielt die in Flüssigkeiten bei großen Schallintensitäten auftretende Kavitation eine Hauptrolle. Man versteht hierunter die Bildung von Hohlräumen in den Dehnungsphasen der Schallwelle infolge Zerreißens der Flüssigkeit. Beim Zusammenschlagen der Hohlräume in der darauffolgenden Druckphase werden beträchtliche Druckkräfte frei, die die Ursache verschiedener Reaktionen sein können. Hier haben in den letzten Jahren ein Anzahl Arbeiten amerikanischer und französischer



Forscher wertvolle Beiträge geliefert. Auch die in neuerer Zeit immer mehr an Bedeutung gewinnende Alterung bzw. Reifung von Weinen und Spirituosen durch Ultraschall dürfte in erster Linie auf gewisse durch Kavitation hervorgerufene Oxydationsprozesse zurückzuführen sein.

Auf die vielen Anwendungen und Erfolge des Ultraschalles in der Biologie und der Medizin will ich an dieser Stelle nicht näher eingehen; es wird dies Aufgabe der Vorträge der nächsten Tage sein. Sicher ist, daß auf beiden Gebieten der Ultraschall nicht mehr fortzudenken ist. Die besonders in Deutschland nach dem Kriege entwickelte Ultraschalltherapie stellt in der Hand des erfahrenen Arztes ein wertvolles Heilmittel dar. Viele sichere Indikationsgebiete haben sich bereits ergeben, noch zahlreichere Probleme müssen auf diesem Gebiet noch gelöst werden.

Ich bin damit am Schluß meiner Ausführungen, die Ihnen einen Überblick über die wichtigsten wissenschaftlichen und technischen Anwendungen des Ultraschalls geben sollten. Bei der Kürze der mir zur Verfügung stehenden Zeit mußte dieser Überblick lückenhaft sein, und ich bitte um Entschuldigung, wenn ich die eine oder andere Anwendung des Ultraschalls zu erwähnen vergaß oder wenn ich Arbeiten aus meinem eigenen Lande zu ausführlich brachte. Möge dieser zweite internationale Ultraschallkongreß dazu beitragen, das Interesse an der Ultraschallforschung wach zu halten, damit in den kommenden Jahren viele der jetzt noch bestehenden Probleme und Fragen ihre Lösung finden.

Als Ergänzung zu meinen Ausführungen möchte ich Ihnen noch einen Ultraschallfilm vorführen.

Dieser Film ist als Unterrichtsfilm gedacht, um die wichtigsten Erscheinungen und Wirkungen des Ultraschalles einem größeren Hörerkreis deutlich vor Augen zu führen. Die Versuche wurden mit einem piezoelektrischen Schallgenerator von max. 300 W Schalleistung und einer Frequenz von 300 kHz durchgeführt.

Der Film zeigt zunächst die Abstimmung auf die Resonanz des Quarzschwingers und das Auftreten des Ölsprudels. Das zweite Bild bringt die Messung der Schallwellenlänge im Ölbad mit einer Interferometeranordnung. Sodann folgt die Herausführung der Schallwellen aus dem Ölbad in einen Glasstab und der Nachweis der stehenden Schallwellen im Stab mittels der Staubmethode. Dann bringt der Film die Erzeugung von Reibungswärme an der Grenze zwischen Glas und Wachs, die Entgasung einer zähflüssigen Zuckerlösung, die Emulgierung von Quecksilber in Wasser, die Dispergierung von Kohle in Wasser, die Emulgierung von Benzol in Wasser und die Bildung von Flüssigkeitsnebeln.



## Les Ultra-sons dans la vie courante: Recherche et analyse.

P. CHAVASSE et R. LEHMANN

*Centre National d'Études des Télécommunications - Paris*

### Introduction.

Les ultrasons paraissaient, il y a une quarantaine d'années, relever plutôt du domaine de la spéculation et de l'induction scientifiques abstraites que de celui des recherches ou des applications concrètes. En fait, ils étaient indécé-  
lables, dans les phénomènes physiques ordinaires et ce n'est, semble-t-il, qu'au cours de la première guerre mondiale que leur rôle dans la signalation sous-marine put être mis en évidence et que les applications s'en sont multipliées.

Néanmoins, seuls la production et l'usage, en quelque sorte artificiels que l'on en faisait alors, paraissaient dignes d'intérêt, car on pouvait estimer leurs propriétés exceptionnelles peu compatibles avec les créations naturelles. On considérait comme très peu probable que la nature se fut en quelque sorte « intéressée » à ces ébranlements de très haute fréquence que ne semblaient pouvoir suivre les milieux ou les objets habituels.

Or, des expériences très diverses ont, dans ces dernières années, attiré de nouveau l'attention des savants et des ingénieurs sur les possibilités d'usage, en quelque sorte, plus courant et sur l'existence plus fréquente de telles vibrations.

La nature elle même produit des ultrasons et si nous avons tant tardé à nous en apercevoir, la faute en est à l'imperfection relative de nos sens ou à l'insuffisance de nos appareils de physique. Les récents progrès dans ce dernier domaine ont permis d'explorer plus communément le champ ultrasonore et d'étendre vers les hautes fréquences de vibration les moyens d'enregistrement et d'analyse limités jusqu'ici à l'intervalle des sons proprement musicaux.

L'existence de microphones et d'analyseurs sensibles dans les gammes de fréquences ultrasoniques ont ouvert quelques perspectives de prospection et d'examen dont nous voudrions donner une idée, au moins schématique, en nous basant sur quelques exemples concrets. Après avoir, dans une première partie théorique, donné les principes de l'analyse ultrasonique, nous consacrons

la seconde partie à la présentation soit des résultats de nos mesures personnelles à l'aide d'un matériel qu'utilise cette analyse, soit des résultats empruntés à divers auteurs, le tout étant réuni en une synthèse permettant de voir la « diversité d'apparition », mais aussi « l'unité de présence » des phénomènes ultrasoniques.

### Difficultés de l'analyse sonore et ultrasonore.

Si la construction de microphones de bonne qualité pour fréquences acoustiques (25-12 000 Hz) est relativement simple et aujourd'hui classique, il est, par contre, plus difficile de réaliser, et surtout d'étalonner avec exactitude, un microphone piézoélectrique, à quartz par exemple, répondant linéairement de 20 à 100 kHz. Ces deux problèmes ont maintenant, malgré tout, des solutions classiques, mais la construction d'un analyseur de fréquences possédant les deux caractéristiques principales suivantes: grande sélectivité et grande vitesse d'analyse, pose un problème très délicat et très difficile à résoudre pratiquement, le raisonnement mathématique montrant que ces deux conditions sont contradictoires. En effet, dans tout les analyseurs de fréquences actuels, existe un filtre, généralement à quartz, et c'est le temps de mise en vibration totale de régime permanent de ce filtre qui limite la vitesse d'analyse. KÜPF-MÜLLER [1] admet que ce temps est:

$$\Delta t = \frac{K}{\Delta F},$$

où  $\Delta F$  est la sélectivité du filtre, et  $K$  une constante. SALINGER [2] propose d'ailleurs un temps d'analyse plus long:

$$\frac{\Delta F}{\sqrt{V}} \geq 4,$$

où  $V$  est la vitesse d'analyse ( $V = \text{Hz/s}$ ) et  $\Delta F$  la sélectivité. BARBER [3] de son côté et plus récemment, a repris mathématiquement la question et arrive aux mêmes conclusions générales, à savoir qu'une analyse faite avec une vitesse trop rapide à l'aide d'un filtre très sélectif, correspond approximativement à une analyse faite avec un filtre moins sélectif. Le choix de la bande passante du filtre est donc un paramètre qu'il faut étudier avec une très grande attention, choix qui provient obligatoirement d'un compromis. Signalons également une note de JACQUINOT et GUILLIEN [4] qui précise que la notion de spectre acoustique ou ultrasonore doit être traduite par une fonction des deux variables  $N$  (fréquence) et  $t$  (temps), lorsqu'interviennent dans le phénomène des fréquences ou différences de fréquences  $\Delta N$  ( $\Delta N$  étant la limite de résolution de l'appareil). Cette fonction  $\varphi(N, t)$  est naturellement représentable

par une surface dans laquelle l'analyseur à balayage découpe une section oblique: le spectre ainsi donné dépend essentiellement du moment où cette section est faite. D'autre part, GABOR, en 1946, a bien précisé, théoriquement, la notion de simultanéité des deux variables  $N$  et  $t$ , notion mise à profit par divers auteurs américains dans ce qu'ils appellent « la parole visible » (Visible Speech).

### Un nouvel analyseur pour ultra-sons.

Nous ne décrivons pas ici en détail l'analyseur de fréquences sonores et ultra-sonores qui a été réalisé au Département Acoustique du C.N.E.T. et qui a déjà donné lieu à un rapport circonstancié [5]. Nous en mentionne-

rons simplement les parties principales et préciserons quelques unes de ses caractéristiques. Il comprend principalement un amplificateur d'entrée, un déphaseur, un modulateur compensé (push-pull), un oscillateur, un filtre à quartz et deux instruments d'observation (tube cathodique et voltmètre à lampe). L'appareil, basé sur le principe hétérodyne, comprend deux gammes d'analyse: 50-15 000 Hz et 15-100 kHz; il a une sélectivité réglable à 3 ou 30 Hz, correspondant aux deux vitesses d'analyse: 4 minutes et 3 secondes pour la bande de fréquences explorée. La fig. 1 en donne une représentation; on y distingue:

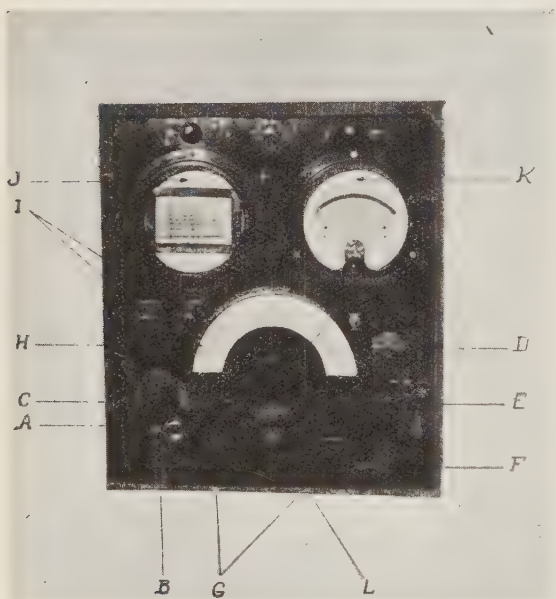


Fig. 1. — Analyseur de fréquences du Département Acoustique du C.N.E.T.

- A) l'entrée pour microphone pour les fréquences acoustiques;
- B) l'entrée pour microphone pour les fréquences ultra-acoustiques;
- C) le réglage de sensibilité (50  $\mu$ V à 10 V);
- D) le réglage de la vitesse d'analyse;
- E) la commande manuelle ou automatique;
- F) la sélectivité;
- G) les réglages du zéro;

- H)* le cadran directement gradué en fréquences incidentes;
- I)* les réglages du spot lumineux;
- J)* le tube cathodique;
- K)* le voltmètre gradué directement en tension d'entrée (mV ou db et en %);
- L)* le commutateur de gammes, c'est-à-dire de domaines de fréquences explorés.

Pour l'analyse ultra-sonore, on utilise généralement un microphone à quartz associé à un préamplificateur que montre la fig. 2. Le préamplificateur com-

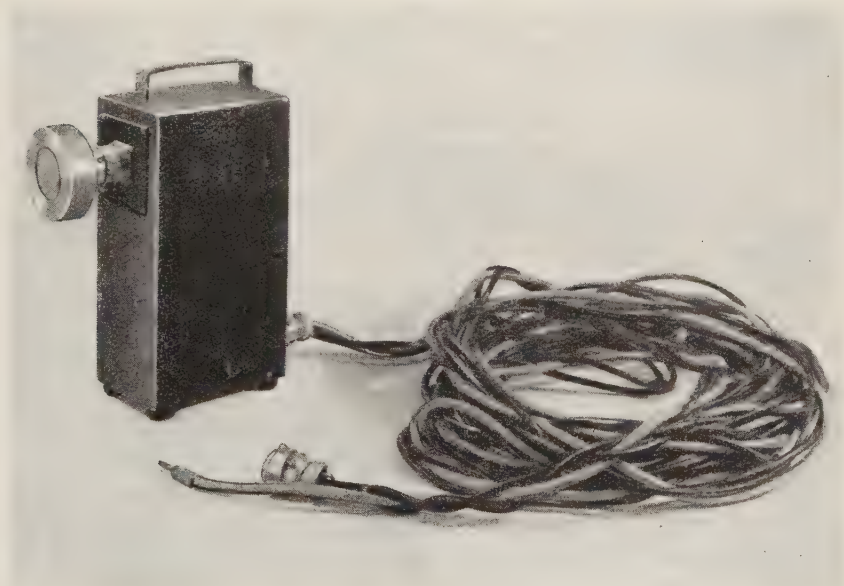


Fig. 2. — Microphone à quartz et préamplificateur.

porte 3 étages; sa caractéristique est linéaire de 15 à 100 kHz à  $\pm 2$  db, il coupe systématiquement toutes les fréquences inférieures à 15 kHz. Le microphone à quartz jusqu'ici employé a un diamètre de 50 mm, une épaisseur de 1 mm et est métallisé à l'argent sur ses deux faces; sa fréquence de résonance principale est à 70 kHz, mais il possède malheureusement plusieurs fréquences de résonance secondaires.

Précisons que, très récemment, un microphone piézoélectrique, linéaire à  $\pm 3$  db de 15 à 80 kHz, a été réalisé en France, qui permettra d'étudier plus rigoureusement les émissions ultrasoniques. Les microphones sont naturellement étalonnés par la méthode de réciprocité.



## Étude de quelques bruits courants sous le rapport des ultra-sons.

Afin de montrer l'intérêt d'étendre aux ultra-sons les méthodes d'analyses normales de l'électroacoustique, et en conséquence l'importance croissante qu'ils prennent logiquement dans la vie courante, nous nous proposons d'illustrer par quelques exemples simples la présence très fréquente de ces sons: à cet effet, nous passerons rapidement en revue quelques bruits familiers dans la vie actuelle, contenant, dans une proportion variable, des fréquences ultrasonores de valeurs d'ailleurs différentes.

1°) *Sonnerie téléphonique.* — La fig. 3 en donne le spectre ultrasonore. On y voit un maximum aux environs de 15 kHz à la limite du domaine audible, avec des composantes échelonnées jusqu'à 50 kHz, d'amplitudes plus faibles.

2°) *Trousseau de clés* — Monsieur CANAC ayant constaté l'effet physiologique bizarre produit sur certains animaux par l'agitation d'un trousseau de clés, nous avons analysé le bruit qu'il produisait. La fig. 4 montre qu'il contient des ultra-sons jusqu'à 42 kHz, avec de nombreuses composantes depuis 15 kHz.

3°) *Perceuse électrique.* — Cet appareil produit un spectre ultrasonore continu, jusqu'à 70 kHz environ, à amplitude continûment décroissante (fig. 5).

4) *Bruiteur à billes.* — Le spectre ultra-sonore donné par cet appareil qui est utilisé parfois pour simuler un son vocal de voix artificielle, est remarquable par la distribution continue de ses composants de 10 à 60 kHz environ, leurs amplitudes ne variant que de  $\pm 10$  db par rapport à la moyenne. Le spectre tombe rapidement au-dessus de 60 kHz, pour devenir inexistant au-dessus de 80 kHz (fig. 6).

5) *Compresseur centrifuge.* — Cet appareil fonctionne dans de nombreux ateliers où l'on utilise de l'air comprimé, ou à bord de certains avions à réaction. Il donne des composantes ultra-sonores importantes jusqu'à 95 kHz (fig. 7).

6) *Turbo-réacteur.* — Il est bien connu que les turbo-réacteurs produisent des sons de fréquences très élevées, en raison, d'une part de leur grande vitesse de rotation et, d'autre part, de la grande vitesse d'admission de l'air. La fig. 8 montre l'existence de fréquences de l'ordre de 32, 40, 72, 75 et 82 kHz dans l'appareil mesuré.

7) *Bruit des abeilles.* — Nous avons, dans le cadre plus général de l'étude des bruits d'origine biologique et particulièrement des bruits sonores et ultrasonores dus à certains insectes, analysé le bruit existant à l'intérieur d'une ruche. Outre les fréquences acoustiques normales la fig. 9 met en évidence des composantes d'amplitudes variées comprises entre 15 et 32 kHz. Signalons que des ultra-sons de fréquences plus basses (20 et 22 kHz) avaient déjà été mis en évidence à l'entrée d'une ruche en activité [6].

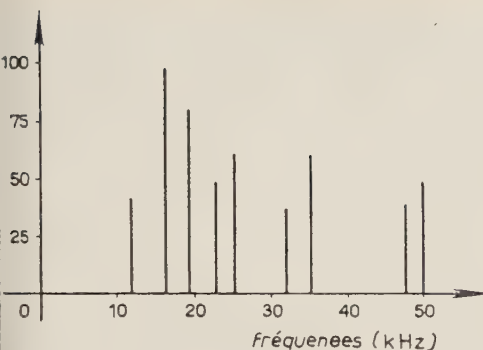


Fig. 3. - Spectre ultrasonore d'une sonnerie téléphonique.

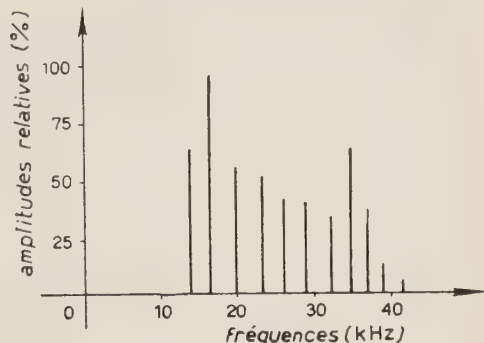


Fig. 4. - Spectre ultrasonore d'un trousseau de clés.

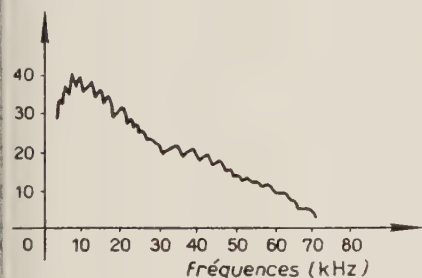


Fig. 5. - Spectre sonore et ultrasonore d'une perceuse électrique.

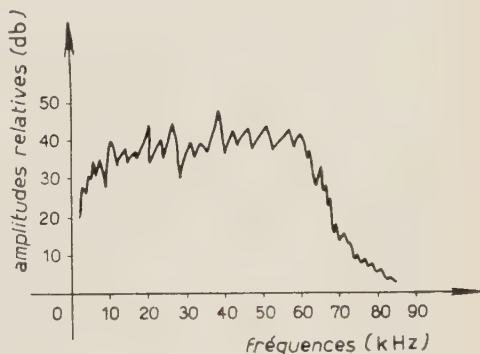


Fig. 6. - Spectre sonore et ultrasonore d'un bruiteur à billes.

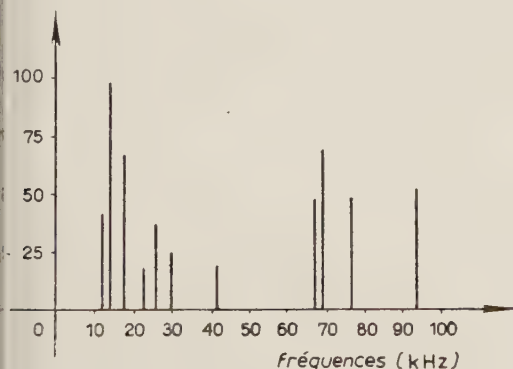


Fig. 7. - Spectre ultrasonore d'un compresseur centrifuge.

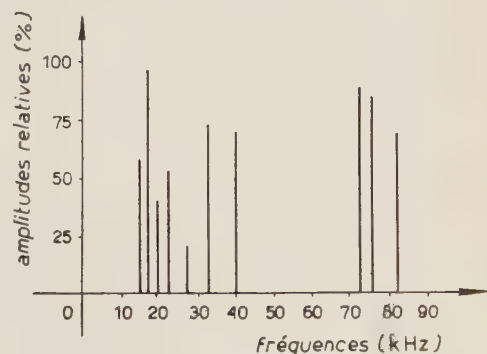


Fig. 8. - Spectre ultrasonore d'un turbo-réacteur.

8) *Bruit ambiant des forêts tropicales.* — Les américains J. S. SABY et H. A. THORPE [7] ont exécuté de nombreuses mesures dans les forêts tropicales. Ils ont analysé le bruit ambiant qu'ils captaient à l'aide d'un microphone à condensateur, type 640-AA, étalonné jusqu'à 30 kHz. La fig. 10 montre le spectre moyen obtenu dans ces conditions, le niveau absolu, entre

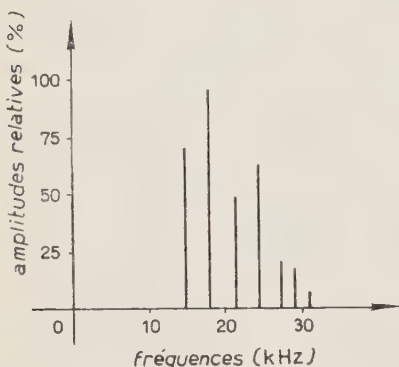


Fig. 9. — Spectre ultrasonore du bruit des abeilles à l'intérieur d'une ruche.

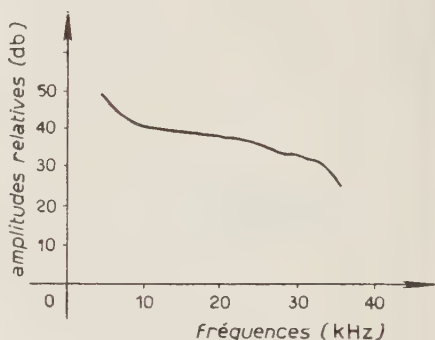


Fig. 10. — Spectre ultrasonore moyen du bruit ambiant dans les forêts tropicales.

15 et 30 kHz était de l'ordre de 10 db au-dessus de  $10^{-16}$  W/cm<sup>2</sup>. PIELEMEIER [8] a montré que la plupart de ces ultra-sons étaient émis par des insectes.

Il existe de nombreux autres bruits courants contenant des fréquences ultra-sonores (le tic-tac de certaines montres, les avertisseurs utilisés par les automobilistes...); mais nous ne pouvons nous étendre sur leurs analyses; nous avons simplement voulu attirer l'attention sur l'importance que l'on ne soupçonnait peut-être pas à priori, que prennent les ultra-sons dans la vie courante. Nous mentionnerons cependant, naturellement, les nombreuses et nouvelles applications biologiques, médicales et thérapeutiques qu'on leur découvre actuellement en combattant certains parasites ou certains insectes par des vibrations ultrasoniques de même fréquence que celles que l'on découvre par analyse de leur rayonnement naturel.

## Conclusions.

L'objet du présent travail était simplement de montrer que l'importance prise actuellement par les ultra-sons dans les divers domaines, n'est pas due à une simple orientation empirique de la recherche, mais a, au contraire, des bases solides et concrètes.

On pourrait presque dire que là où existent des sons, existent également

des ultra-sons, ce que l'on n'aurait vraisemblablement guère imaginé il y a quelques années. Les quelques exemples que nous avons donnés ont été choisis de façon à imager cette conclusion: ils ont été empruntés à des faits ordinaires, même communs, de la vie actuelle, où des sources de bruits familières se sont révélées partiellement ultrasoniques. Il semble que de nouvelles voies de recherches puissent s'ouvrir, à cet égard, en médecine et en physiologie, en vue de l'étude détaillée du comportement humain à de telles fréquences et pour les intensités correspondantes. Le présent travail ne leur apporte qu'une très modeste contribution, mais il aurait atteint son but s'il avait pu, après d'autres, attirer l'attention des chercheurs sur l'immense domaine des ultra-sons, initialement objet de la spéculation pure, aujourd'hui domaine des manifestations des phénomènes les plus ordinaires de notre vie quotidienne.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] K. KÜPFMÜLLER: *Elek. Nach. Tech.*, n. 5, 141-151 (1924).
- [2] H. SALINGER: *Elek. Nach. Tech.*, n. 8, 293-502 (1929).
- [3] N. F. BARBER: *Electron. Eng. (G.B.)*, 21, n. 255 (1949).
- [4] P. JACQUINOT et J. GUILLIEN: *Compt. Rend. Ac. Sc.*, n. 212, p. 475 (1941).
- [5] L. PIMONOW: *Ann. des Télécommunications*, 4, n. 7 (1949).
- [6] M. ROSE, J. SAVORNIN et J. CASANOVA: *Compt. Rend. Ac. Sc.*, 227, n. 18, 912-913 (1948).
- [7] J. B. SABA et H. A. THORPE: *J. A. S. A.*, 18, 271-273 (1946).
- [8] W. H. PIELEMEIER: *J. A. S. A.*, 17, 337 (1946).



## Warum Ultraschall?

H. HECHT

Kiel

Durch die Wahl der Frageform im Thema meines Vortrages möchte ich von vornherein zum Ausdruck bringen, daß es mir wohl angebracht zu sein scheint, darüber nachzudenken und zu einer Beantwortung der Frage zu kommen, ob und wann man bei mechanischen Schwingungsvorgängen, insbesondere bei Schallvorgängen, die Frequenz so hoch wählen soll, daß man in das Ultraschallgebiet, d.h. bis zu Frequenzen von mehr als 16 kHz kommt. Diese Frage scheint mir umso beachtlicher zu sein, als man sich oft des Eindruckes nicht erwehren kann, daß auf den verschiedenen Gebieten der Physik, der Technik, der Biologie und der Medizin in der letzten Zeit oft wie aus einer Modelaune heraus Ultraschall angewendet wird, wo man auch ebenso gut oder vielleicht sogar noch besser mit niedrigeren Schwingungen, insbesondere mit Hörschall und darunter auskommen könnte, während es aber auf der anderen Seite auch sicher viele Fälle gibt, in denen die höchsten, technisch erreichbaren Frequenzen gerade eben noch auszureichen scheinen.

Schon ehe wir in die eigentliche Untersuchung dieser Frage eintreten, möchte ich bemerken, daß die Erwähnung der oberen Hörgrenze von 16 kHz natürlich nur eine physiologische Bedeutung hat, und daß diese Grenze nur dann von irgendwelcher praktischen Bedeutung ist, wenn es sich aus militärischen Geheimhaltungsgründen oder um unnötige Belästigungen zu vermeiden, darum handelt, statt hörbaren Schall unhörbaren Schall — *sit venia verbo!* — zu verwenden.

Was ich mit der Fragestellung «Warum Ultraschall?» eigentlich meine, sind aber keineswegs *physiologische*, durch die Eigenschaft des menschlichen Ohres bestimmte Gründe, sondern wir suchen nach *physikalischen* Gründen, warum es in gewissen Fällen zweckmäßiger ist, Schall hoher und höchster Frequenzen zu verwenden.

Wenn wir diese Frage exakt und wissenschaftlich fundiert beantworten wollen, werden wir uns darüber Rechenschaft geben müssen, wovon die verschiedenen gewollten und beabsichtigten Wirkungen bei der Anwendung von Schall in der Physik, der Technik, der Biologie und der Medizin abhängig sind.

Bei allen Anwendungen von mechanischen Schwingungsvorgängen, so auch des Ultraschalles wollen wir in irgendeiner Weise auf Körper, die aus Materie bestehen, einwirken, sei es, daß wir Teile verschiedenartiger Materie besser miteinander mischen, emulgieren, oder sie voneinander trennen, dispergieren, wollen, sei es daß wir in ausgedehnten Medien Schallfelder erzeugen wollen, sei es daß wir auf die organische Materie im lebenden Körper einwirken wollen. Wie verschiedenartig auch in all diesen verschiedenen Anwendungen die physikalischen Vorgänge im einzelnen sind, immer soll mittels Schall bzw. Ultraschall auf die Materie eingewirkt werden.

Eine Einwirkung auf materielle Körper erfolgt und kann nur erfolgen, indem man auf den betreffenden Körper eine Kraftwirkung ausübt. Jeder materielle Körper hat drei grundsätzlich verschiedene Eigenschaften, die die Art und Weise bestimmen, wie der betreffende Körper auf die Einwirkung einer auf ihn ausgeübten Kraft reagiert. Diese drei Eigenschaften der Materie offenbaren sich in ihrer Deformierbarkeit, in der Reibung und in der Trägheit der Materie, Eigenschaften, für die die physikalischen Begriffe der Elastizität oder ihres Reziprokwertes der Steife, des Reibungs- oder Strahlungswiderstandes und der in der Masse eines Körpers in Erscheinung tretenden Trägheit eingeführt sind.

Bezeichnen wir die Größe der erregenden Kraft mit  $K$ , so ist der Ausschlag  $A$ , den diese Kraft an einem rein elastischen Körper hervorruft, bestimmt durch die Steife  $s$  des betreffenden Körpers zu

$$(1) \quad A = \frac{K}{s}.$$

Lassen wir eine gleich große Kraft  $K$  auf einen Körper wirken, der sich wie ein reiner Widerstand von der Größe  $r$  verhält, so ist die entstehende Geschwindigkeit  $V$  gegeben durch

$$(2) \quad V = \frac{K}{r},$$

und lassen wir die gleiche Kraft  $K$  auf eine reine Masse  $m$  wirken, so ist die dieser Masse erteilte Beschleunigung

$$(3) \quad B = \frac{K}{m}.$$

Die Geschwindigkeit  $V$  und die Beschleunigung  $B$  hängen mit dem Ausschlag  $A$ , wenn es sich um eine sinusförmige Wechselkraft von der Frequenz  $\omega$  in  $2\pi$  Sekunden handelt, durch die Gleichungen

$$4a) \quad V = \omega A$$

$$4b) \quad B = \omega V = \omega^2 A$$

zusammen.

Ob ein bestimmter fester, flüssiger oder gasförmiger Materieteil sich wie eine reine Elastizität oder wie ein reiner Widerstand oder wie eine reine träge Masse verhält, hängt davon ab, wo die Frequenz  $\omega$  der erregenden Kraft relativ zu der durch die Masse  $m$  und die Elastizität  $c$ , die der Reziprokwert der Steife  $s$  ist, entsprechend der durch die Gleichung

$$(5) \quad \omega_0^2 mc = 1$$

bestimmten Eigenschwingungszahl  $\omega_0$  des betreffenden Körpers liegt.

Ist  $\omega$  theoretisch sehr klein gegen, praktisch wesentlich kleiner als  $\omega_0$ , so verhält sich jeder materielle feste, flüssige oder gasförmige Körper wie eine Elastizität, liegt  $\omega$  innerhalb des in seiner Breite durch die Dämpfung des vorliegenden Körpers bestimmten Resonanzgebietes, d.h. ist  $\omega \sim \omega_0$ , so verhält sich jeder materielle feste, flüssige oder gasförmige Körper wie ein reiner Widerstand, und ist  $\omega$  theoretisch sehr groß gegen, praktisch wesentlich größer als  $\omega_0$ , so verhält sich jeder materielle feste, flüssige oder gasförmige Körper wie eine reine Masse.

Die bei gleichem Schwingungsausschlag  $A$  auftretende Kraft ist bei rein elastischen Schwingungsvorgängen unabhängig von der Frequenz (Gesetz 1), sie ist proportional der Frequenz (Gesetz 2 und 4a), wenn der betreffende Körper sich als reiner Widerstand benimmt, und steigt mit dem Quadrat der Frequenz an, (Gesetz 3 und 3b), wenn es sich um reine Massen- oder Trägheitswirkungen handelt.

Dieser Tatsache wird man bei den verschiedenen gearteten Anwendungen des Ultraschalles Rechnung tragen müssen. Ich möchte diese Behauptung an 3 charakteristischen Beispielen näher illustrieren.

Als ein erstes praktisches Beispiel möchte ich den Fall betrachten, daß wir einen materiellen Körper durch einen bestimmten Ausschlag deformieren wollen, um seine elastischen Eigenschaften zu prüfen, insbesondere um festzustellen, wie groß sein Elastizitätskoeffizient ist, oder wie hoch seine Elastizitätsgrenze liegt oder insbesondere bei welcher elastischen Beanspruchung er zu Bruch geht.

Da es sich hier um einen rein elastischen Vorgang handelt, bei dem entsprechend dem Gesetz (1) die Frequenz nicht auftritt, wäre es wirkungslos und sinnlos, den betreffenden Körper mit höheren Frequenzen zu erregen, wirkungslos, weil ja die beabsichtigte Wirkung ausschließlich von dem Ausschlag abhängig ist und nicht von der Frequenz, und sinnlos, weil jede Erhöhung der Frequenz nur eine Erhöhung der aufzubringenden primären Leistung und damit eine Vergrößerung und Verteuerung der betreffenden Apparatur zur Folge hätte.

Und doch könnte auch in solchen Fällen der dynamischen Materialprüfung der Nachteil der Vergrößerung und Verteuerung der Apparatur in Kauf genommen werden, wenn man feststellen wollte, wie die Ermüdung des betref-

fenden Materials von der Anzahl der betreffenden elastischen Beanspruchungen abhängig ist, und wenn man mit der Erhöhung der Frequenz ev. bis ins Ultraschallgebiet hinein eine solche Verkürzung der zu der Durchführung der betreffenden Versuche erforderlichen Zeit erreichen könnte, daß der Zeitgewinn die Erhöhung der Kosten der Apparatur kompensiert. Denn Zeit ist bekanntlich auch Geld.

Als ein zweites großes Anwendungsgebiet des Ultraschalles möchte ich den auf dem Gesetz (2) beruhenden Vorgang der Schallstrahlung erwähnen.

Bei einer Schallstrahlung sprechen wir im allgemeinen nicht von der im gesamten Medium auftretenden Schallkraft, sondern von der auf die Flächeneinheit bezogenen Schallkraft d.h. von dem Schalldruck. Da dieser c. p. proportional der Geschwindigkeit ist, steigt er gemäß Gesetz (2) bei konstanter Amplitude proportional mit der Frequenz an.

Daß der Schalldruck bei allen reinen Schallvorgängen besonders in flüssigen und gasförmigen Medien die entscheidende Komponente des Schwingungszustandes ist, ist so selbstverständlich, daß es nur der Erwähnung bedarf. Im Gegensatz dazu habe ich bei den medizinischen Anwendungen des Ultraschalls auf den menschlichen Körper aus den verschiedenen Veröffentlichungen und Diskussionen auf Kongressen den Eindruck gewonnen, daß noch gar keine einheitliche Meinung darüber zu bestehen scheint, ob der Ausschlag, die Geschwindigkeit, d.h. der Schalldruck oder die Beschleunigung, in diesem Falle die entscheidende Komponente ist. Und doch würde es gar nicht so schwierig sein, auf Grund klar angesetzter Experimente und exakter Messungen zu einer Entscheidung zu kommen. Wiederholt man nämlich den gleichen Versuch am gleichen Objekt mit zwei verschiedenen Frequenzen  $\omega$  und  $\Omega$  bei verschiedenen Ausschlägen  $A$  und  $a$ , macht man  $\omega A = \Omega a$  und stellt man dabei die gleiche Wirkung fest, dann hat man den experimentellen Beweis dafür in Händen, daß die beobachtete Wirkung von der Geschwindigkeit d.h. dem Schalldruck abhängig ist, womit dann auch gleichzeitig vieles für die Erkenntnis des Zustandekommens der spezifischen Wirkung gewonnen ist.

Als dritte Möglichkeit einer Wirkung des Ultraschalls in den verschiedenen Anwendungs-Gebieten und -Formen ergibt sich eine solche auf Grund des Gesetzes (3) bzw. (4b). Es ist zu vermuten, daß ein auf Massenträgheit beruhender Effekt wohl immer dann vorhanden sein wird, wenn wir es mit einem Gemisch von mindestens zwei Bestandteilen verschiedener Dichte zu tun haben, wie z.B. bei Emulsionen und Aerosolen.

Man kann sich wohl ohne weiteres vorstellen, daß durch die verschiedenen großen Beschleunigungskräfte auf die beiden Bestandteile verschiedener Dichte zunächst eine bessere Durchmischung der beiden Bestandteile, dann aber bei Steigerung der Erregung eine Trennung der beiden Bestandteile herbeigeführt wird. Vielleicht rangieren z.T. auch die medizinischen Wirkungen in diese Kategorie ein. Das Experiment entscheide! Denn auch hier haben wir es in



der Hand, durch exakte Versuche, bei denen man  $\omega^2 a = \Omega^2 A$  macht, zu entscheiden, ob die betreffende Wirkung primär von der Beschleunigungskomponente abhängig ist oder nicht.

Es muß zugegeben werden, daß eine solche klare Trennung der Einflüsse in den einzelnen Fällen nicht immer ganz leicht sein wird, da in der Wirklichkeit die drei verschiedenen Vorgänge der Elastizität, des Widerstandes und der Masse wohl nur sehr selten vollkommen voneinander zu isolieren sind. Und ganz besonders schwierig wird die Lage, wenn in den Gleichungen (1) bis (3) die drei Konstanten  $s$ ,  $r$  und  $m$  der Materie keine Konstanten, sondern von der Größe der Erregung und der Frequenz abhängig sind. Aber auch in solchen physikalisch komplizierteren, der Wirklichkeit aber durchaus entsprechenden Fällen kann die klare und zielbewußte Anwendung der drei Gesetze (1) bis (3) uns viel Hilfe bringen, um das jeweils vorliegende Problem auf die einfachste und fruchtbarste Weise lösen zu können, indem wir zunächst Antwort auf die Frage erhalten, ob diese oder jene Wirkung primär und in erster Linie von dem Ausschlag, der Geschwindigkeit oder der Beschleunigung abhängig ist und indem wir daran anschließend selbst die Frage beantworten können, ob und warum wir in diesem oder jenem Fall Ultraschall anwenden sollen oder nicht.

## The Generation of High Intensity Ultrasonics.

A. J. KING

*Research Dept., Metropolitan-Vickers Electrical Co. Ltd. - Manchester*

Investigations on ultrasonics in the Research Department of the Metropolitan-Vickers Electrical Co. Ltd. have been directed to develop high power piezo-electric and magnetostrictive generators and to try to find useful applications. A 200 kHz piezo-electric source of ultrasonics has been developed in two models, the first giving 700 watts into an oil bath and the second approximately 500 watts. Both use a 5 cm diameter X-cut quartz crystal operating at its fundamental frequency. In each case the crystal rests on a lead block and is loaded mechanically, and insulated electrically, with transformer oil. Air backed crystals have been tried but did not give any improvement and were more difficult to handle. The higher power set is driven by a power amplifier whereas the lower power set is driven by an oscillator. The peak voltage across the crystal is of the order of 37 000 volts and the intensity of the radiation is between 44 and 45 watt/cm<sup>2</sup> using the whole bath calorimetric method. To date, higher intensities have not been obtained without voltage breakdown over the crystal surface. This high intensity gives a solid fountain approximately 13 cm high with drops of oil reaching the 38 cm high top of the vessel placed over the crystal to prevent the oil from splashing the room.

Trouble has been experienced due to disintegration of the upper electrode, neither metallic evaporation nor plating being successful in withstanding the intense vibration. Aluminium foil 0.025 mm thick was tried but disintegrated far too rapidly and eventually 0.05 mm thick duralumin was adopted. The foil damped the crystal but this effect was overcome by cutting a small hole in the centre of the electrode.

Occasionally the current density has been such as to cause arcing across this hole but only rarely.

Plastic tubes of 0.12 mm cellulose acetate are used for treatment of the specimens. With a 2.5 cm diameter tube, an average intensity inside the

tube of 20 watt/cm<sup>2</sup> is readily obtained. With intensities much less than this, cavitation can be observed in water.

When using a magnetostriction type of transducer, most of the work has been carried out at 10 kHz with a hard drawn pure nickel tube 22 cm long, 2.2 cm outside diameter and a wall thickness of 1.6 mm. A very successful application has been to the problem of aluminium soldering. For this, the end of the tube is sealed by a mild steel disc to which a small brass soldering tip is joined by a steel rod 2.5 cm long and 0.4 cm diameter. The tip is heated by a small flame and a solder of 70% tin—30% zinc is run between the tip and the aluminium. In the case of soldering two twisted wires, the joint is dipped into a drop of molten solder. For fine wires, the solder must not be too hot otherwise the wire dissolves in the solder. This method has been in use for about three years and so far no trouble has been experienced due to increase of contact resistance with time. The H.T. consumption of the oscillator driving the tube is of the order of only 30 watts. For application to liquids, a special vessel was made, the bottom of which was a 0.12 mm phosphor bronze diaphragm. This diaphragm was soldered to the end of the tube. Fountains of 5 cm of water have been obtained in the vessel. Normally immiscible liquids, such as transformer oil and water, can be readily emulsified by treatment in the vessel. Work on several applications of this technique is proceeding.

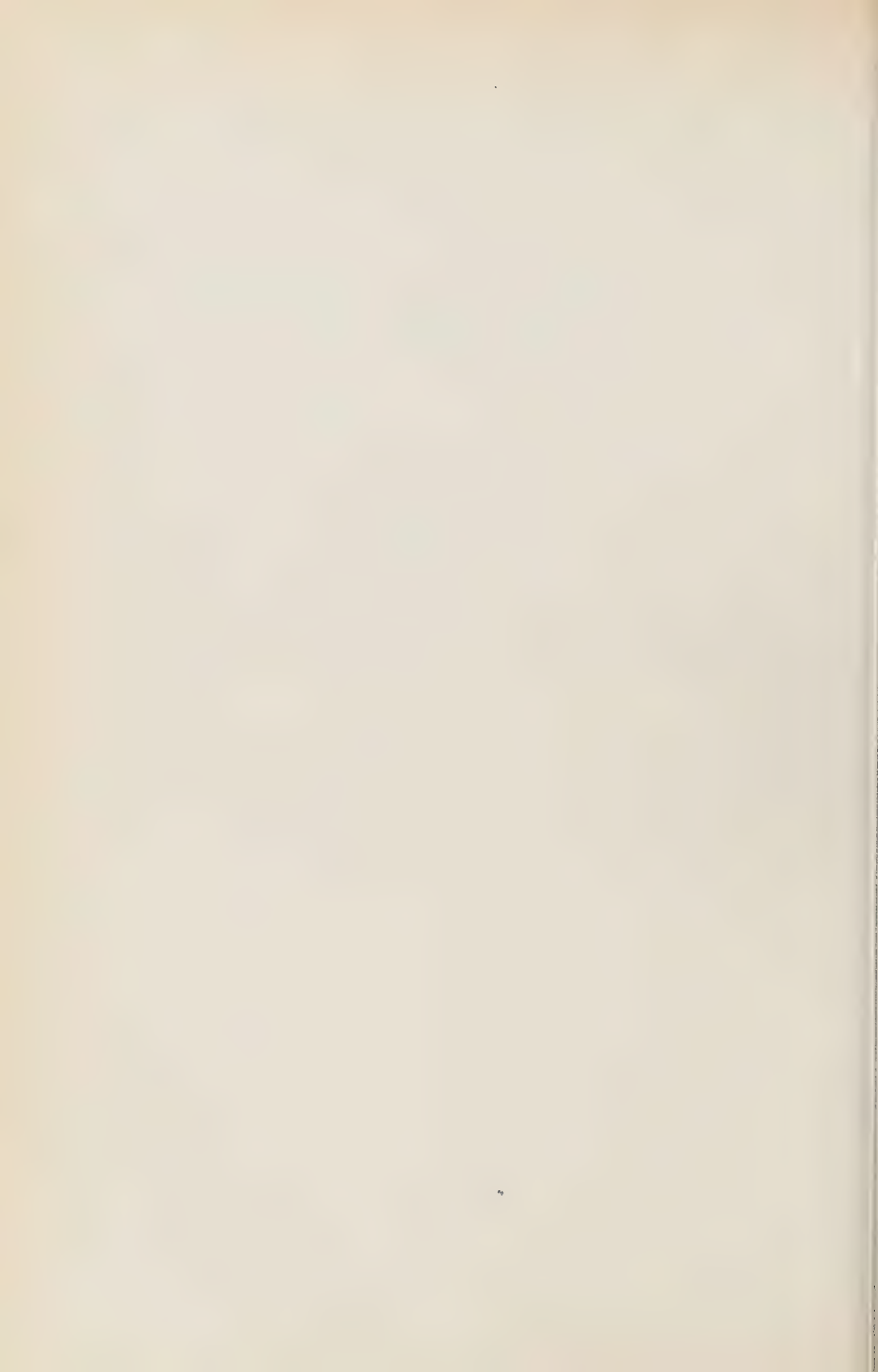
## II

### APPLICAZIONE DEGLI ULTRASUONI ALLA FISICA

O. A. ANGERER  
A. BARONE  
P. G. BORDONI  
P. G. BORDONI e M. NUOVO  
G. BRADFIELD  
G. BRADFIELD  
A. CARRELLI e G. BRANCA  
A. CARRELLI e F. PORRECA  
J. C. COOK  
F. E. FOX  
F. GATTO  
E. GROSSETTI  
K. W. HILLIER  
A. VAN ITTERBEEK  
F. JONA  
H. O. KNESER

R. LUCAS  
E. MEYER  
C. E. MULDER  
M. PALMÉ  
R. O. PRUDHOMME  
K. VON SANDEN  
W. SCHAAFFS  
G. SCHMID e H. KNAPP  
A. SCHOCH  
F. SEIDL  
A. SELLERIO e O. BARBARO  
D. SETTE  
Z. I. SLAVSKY, F. W. DE WETTE  
e S. R. DE GROOT  
E. G. STANFORD  
D. E. WESTON





## Beobachtungen im stehenden Ultraschall-Wellenfeld.

O. A. ANGERER <sup>(1)</sup>

*Erlangen*

Zur Untersuchung des biophysikalischen Wirkungsmechanismus des Ultraschalls ist ein stehendes Schallwellenfeld deshalb geeignet, weil in ihm die Wirkungen von Schalldruck und Schallschnelle (Schallausschlag, Beschleunigung) räumlich getrennt beobachtet werden können. Entsprechende Ver-

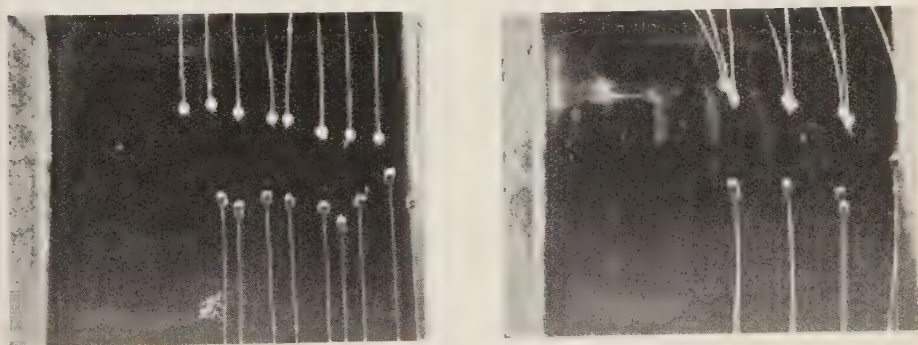


Fig. 1. — Kork- und Glaskörperchen in Wasser. Links: Ruhezustand. Rechts: Wanderung in die Schnelle-Bäuche eines stehenden Wellenfeldes von 30 kHz. In den Druckbäuchen «Wände» feinste Luftbläschen, in den Schnelle-Bäuchen einzelne schwingende grössere Bläschen. Im oberen Drittel links Strömung (links magnetostriktiver Schallgeber, rechts schallweichere Reflexionsschicht aus Kork).

suche von O. A. ANGERER, F. STREIBL und F. WACHSMANN (Hämolyse und Zerstörungen, an Erbsenwurzeln) sind bereits veröffentlicht worden.

Das optische Bild eines stehenden Wellenfeldes mit waagrechter Achse (bei 30 kHz, 5 cm Wellenlänge) in nicht entgastem Wasser ist durch «Wände» aus feinsten Luftbläschen gekennzeichnet, die in den Druckbäuchen liegen. An Eigentümlichkeiten wurden beobachtet:

<sup>(1)</sup> Vorgetragen durch K. VON SANDEN, Erlangen.

Die Bläschenwände ruhen in den Druckbäuchen — vielleicht deshalb, weil die Bläschen in der Druckphase jeweils verschwinden. Größere Bläschen wandern in die Schnelle-Bäuche und steigen dort nach oben. Bläschen dazwischenliegender Größen führen Pendelbewegungen in Richtung der Schallachse von etwa 0,5 bis 1,5 mm Schwingweite und von etwa 10 Hz Frequenz aus. Von einzelnen Stellen der ebenen Schallgeber-Vorderfläche gehen lebhaftere Wasserströmungen aus (die nach dem Abschalten des Schalls langsam abklingen), an denen sowohl die feinsten als auch die größeren Bläschen teilnehmen.

Im Gegensatz zu manchen Angaben in der Literatur wandern Körperchen mit einem Durchmesser von etwa  $1/20$  der Wellenlänge in gleicher Weise in die Schnelle-Bäuche, ob sie nun schwerer (Glas) als Wasser oder leichter (Kork) sind, vgl. Fig. 1.

## Metodo ottico per la misura della velocità delle onde ultrasonore longitudinali e trasversali nei solidi.

A. BARONE

*Istituto Nazionale di Ultracustica «O. M. Corbino» - Roma*

### Introduzione.

La misura della velocità delle onde elastiche trasversali e longitudinali in un solido è importante perchè permette di ricavare dati sulle proprietà elastiche del materiale. L'impiego degli ultrasuoni costituisce un mezzo di indagine vantaggioso sia perchè, allo stato attuale della tecnica ultrasonora, si può disporre di metodi perfezionati, sia perchè questi consentono di fornire ulteriori informazioni sul comportamento del materiale alle più alte frequenze.

Le velocità delle onde longitudinali  $v_l$  e delle onde trasversali  $v_t$  sono infatti espresse da due relazioni in cui compaiono le costanti di Lamé  $\lambda$  e  $\mu$  oppure il modulo di Young  $E$  ed il rapporto di Poissons  $\sigma$ , esprimibili a loro volta in funzione delle costanti suddette:

$$v_l = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1 - \sigma}{(1 + \sigma)(1 - 2\sigma)}},$$

$$v_t = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1}{2(1 + \sigma)}},$$

essendo  $\rho$  la densità e:

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu}; \quad \sigma = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}.$$

I principali metodi di misura sono dovuti a BERGMANN e SCHAEFER [1] che ricavano le costanti elastiche dalle figure di diffrazione della luce che attraversa un solido trasparente o si riflette su una superficie del pezzo quando questo è opaco: a BÄR e WALTJ [2], e BEZ-BARDILI [3] il cui metodo è basato sulle variazioni di trasmissione delle onde ultrasonore attraverso una piastra.



## Metodo di misura.

Il metodo che si propone si basa sulla misura degli angoli di rifrazione di fasci ultrasonori che, dopo aver attraversato una porzione del solido in esame — tagliato a forma di prisma — penetrano in un liquido di caratteristiche note nel quale il solido è immerso. La misura degli angoli si effettua su una immagine fotografica del campo ultrasonoro ripresa con il metodo delle strie.

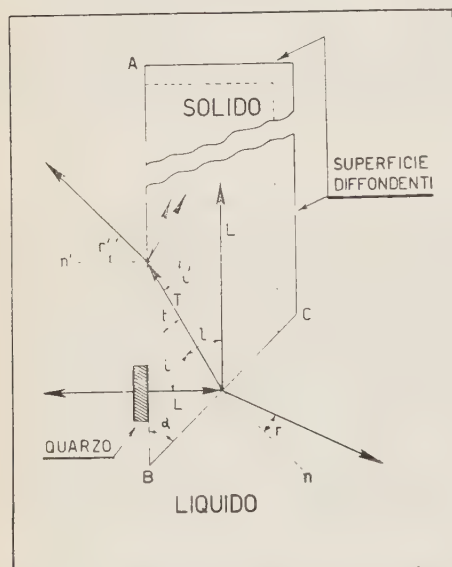


Fig. 1. — Schema di propagazione degli ultrasuoni nel prisma.

dell'energia ultrasonora si riflette invece nell'interno del solido dando origine a due fasci, uno  $L$  di onde longitudinali ed uno  $T$  di onde trasversali diretti rispettivamente secondo gli angoli di riflessione  $l$  e  $t$ . Il fascio  $L$  si propaga nel senso della lunghezza della sbarretta e viene diffuso dalla superficie della sezione superiore del pezzo, trattata nel modo che sarà detto nel seguito, allo scopo di impedire che energia u.s. dovuta a questo fascio penetri nel liquido, dopo aver subito altre riflessioni, in direzione tale da essere rivelata nella figura ottenuta col metodo ottico usato o interferisca con il campo u.s. utile alla misura.

La direzione di  $T$  è invece legata alla velocità di propagazione delle onde trasversali dalla relazione:  $\sin l / \sin t = v_t / v_l$ .  $T$  incide sulla superficie  $AB$  con un angolo  $i'$  ed emerge nel liquido secondo l'angolo di rifrazione  $r'$ . Anche su questa superficie una parte dell'energia si riflette nell'interno del solido dando

Una sezione longitudinale del prisma è riportata nella fig. 1. Esso è costituito da una sbarretta a sezione rettangolare avente uno dei tagli terminali inclinato di un angolo  $\alpha = 45^\circ$ . Una piccola piastrina di quarzo metallizzata sulle due facce viene premuta contro il prisma in modo che il fascio ultrasonoro da essa generato verso l'interno del solido, vada ad incidere sulla superficie inclinata con un angolo  $i = \alpha$ .

Se si ammette che la piastra di quarzo oscilla unicamente secondo lo spessore, l'ultrasuono si propaga nel solido per onde longitudinali pure. Alla superficie di incidenza, una parte dell'energia ultrasonora si rifrange nel liquido secondo un angolo  $r$  legato alla velocità di propagazione dalla relazione:  $\sin i / \sin r = v_l / v$ , essendo  $v$  la velocità del suono nel liquido. L'altra parte

luogo ad altri due fasci di onde longitudinali e trasversali che vanno a finire su una delle superficie diffondenti.

Possiamo quindi stabilire un sistema di 4 equazioni che consente la determinazione di  $v_i$  e  $v_t$  mediante una misura dei due angoli  $r$  ed  $r'$ , noti  $\alpha$  e la velocità  $v$  nel liquido:

$$(1) \quad \frac{\text{sen } i}{\text{sen } r} = \frac{v_i}{v},$$

$$(2) \quad \frac{\text{sen } i}{\text{sen } t} = \frac{v_i}{v_t},$$

$$(3) \quad \frac{\text{sen } i'}{\text{sen } r'} = \frac{v_t}{v},$$

$$(4) \quad \text{sen } i' = \text{sen } (i + t).$$

La (1) fornisce il valore di  $v_i = v \text{sen } i / \text{sen } r$ . Per quanto riguarda il calcolo della velocità delle onde trasversali, sostituendo nella (3) il valore di  $v_i$  ricavato dalla (2), si ha, tenuto conto della (4):

$$\frac{v_i}{v} \text{sen } r' \frac{\text{sen } t}{\text{sen } i} = \text{sen } i \cos t + \cos i \text{sen } t,$$

dividendo per  $\text{sen } t$ , si ottiene:

$$\cotg t = \frac{v_i \text{sen } r'}{v \text{sen}^2 i} - \cotg i,$$

che confrontata con la (1) fornisce:

$$\cotg t = \frac{\text{sen } r'}{\text{sen } r \text{sen } i} - \cotg i,$$

da cui:

$$t = \text{arc cotg} \left( \frac{\text{sen } r'}{\text{sen } r \text{sen } i} - \cotg i \right).$$

Sostituendo nella (2) il valore di  $t$  così ottenuto e tenendo conto della (1) si ha infine:

$$(5) \quad v_t = \frac{v}{\text{sen } r} \text{sen arc cotg} \left( \frac{\text{sen } r'}{\text{sen } r \text{sen } i} - 1 \right),$$

essendo  $\cotg i = 1$  perchè  $i = \alpha = 45^\circ$ .

La precisione del metodo dipende, ovviamente dalla precisione con cui è possibile misurare gli angoli di rifrazione  $r$  ed  $r'$ , dalla perfetta conoscenza della velocità di propagazione degli u.s. nel liquido e dalla perfezione con cui sono lavorate le superficie del prisma.

La misura degli angoli di rifrazione, effettuata sull'immagine fotografica, è tanto migliore quanto più piccola e ben definita è la sezione dei fasci ultrasonorici. L'angolo di apertura del fascio ultrasonoro dipende, come è noto, dal rapporto fra la lunghezza d'onda ed il diametro del quarzo generatore; sicchè, per ottenere dei fasci ristretti occorre usare delle frequenze piuttosto elevate. D'altra parte, l'assorbimento dell'energia ultrasonora aumenta alle più alte frequenze, quindi, per ottenere una buona visualizzazione dei fasci rifratti, è conveniente non elevare la frequenza in modo eccessivo. Ciò si rende soprattutto necessario nel caso delle sostanze plastiche in cui l'assorbimento è notevole.

Le nostre prove orientative che sono state condotte, per il momento, al solo scopo di indicare un metodo di misura, si riferiscono ad un metallo (alluminio) e ad un materiale plastico (plexiglas). Nel primo caso le misure possono effettuarsi, con vantaggio, fino alla frequenza di circa 15 MHz, mentre nel secondo caso bisogna limitarsi ad una frequenza di circa  $4 \div 5$  MHz.

La superficie delle piastrine di quarzo usate variava da circa 3 mm<sup>2</sup> a circa 15 mm<sup>2</sup> a seconda della frequenza e lo spessore della sbarretta prismatica era di circa 8 mm.

In queste condizioni la misura degli angoli di rifrazione può esser fatta agevolmente con una precisione di  $\pm 30'$ , ma in alcuni casi, in particolare quando è consentito operare alle frequenze più elevate, si possono conseguire precisioni maggiori.

Per quanto riguarda la conoscenza della velocità di propagazione nel liquido che circonda il prisma, la letteratura di questi ultimi anni fornisce numerosissimi dati sufficientemente precisi consentendo di scegliere con una certa larghezza il mezzo ritenuto più adatto. La temperatura influisce sulla velocità sia nel materiale che nel liquido, ma le nostre esperienze erano condotte in modo da ritenere trascurabile l'aumento di temperatura dovuto alle dissipazioni dell'energia ultrasonora nei mezzi, poichè, una volta curata la giusta direzione dei fasci ultrasonorici richiesta dalla disposizione ottica usata, si inviavano gli u.s. per un brevissimo intervallo di tempo, tale da consentire la ripresa fotografica che durava appena qualche frazione di secondo. La temperatura veniva peraltro controllata con sufficiente precisione. D'altra parte, per rendere la misura ancor più indipendente dalle variazioni di temperatura si potrebbe usare come liquido esterno una miscelanza del tipo « tachinvar » a coefficiente di temperatura nullo [4].

Quanto alle superficie piane del prisma, esse devono essere lavorate, possibilmente, con precisione ottica. Ogni piccola deformazione può dar luogo infatti ad erronee valutazioni dell'angolo di rifrazione o ad una dannosa diffrazione dei fasci ultrasonorici. Lo spigolo del prisma dovrà inoltre essere controllato con un goniometro di precisione.

Le fotografie riportate nelle figg. 2 e 3 mostrano un prisma di plexiglas

visto da due lati. Nella fig. 2 è visibile la piastrina di quarzo premuta contro una superficie del prisma da una molletta che funziona anche da contatto elettrico a tensione per l'alimentazione in alta frequenza. La faccia della piastrina rivolta verso il pezzo solido è tenuta a massa per mezzo di una sottile



Fig. 2. - Prisma di plexiglas.



Fig. 3. - Prisma di plexiglas.

pellicola di stagnola interposta fra il prisma e la piastrina stessa. Quest'ultimo dispositivo si rende superfluo quando il pezzo in esame è metallico ed è collegato direttamente a massa.

Nella fig. 3 sono visibili le superficie diffondenti costituite da scanalature a sezione triangolare orientate parallelamente al piano individuato dai vari fasci ultrasonori. In tal modo l'energia ultrasonora che colpisce dette superficie si rifrange nel liquido in direzioni non ortogonali all'asse del sistema ottico di visualizzazione e quindi non viene rivelata nell'immagine ottenuta. Queste superficie evitano poi l'eventuale formazione di regimi stazionari nell'interno del solido.

Gli ultrasuoni che investono le pareti della vaschetta vengono inoltre completamente assorbiti da uno strato di lana di vetro ivi disposto, allo scopo di evitare la presenza di fasci riflessi nella regione fotografata.

Una modifica al sistema di supporto della piastrina di quarzo si rende necessaria quando si usino liquidi conduttori. In questo caso, occorre proteg-



gere con una vernice isolante tutte le parti esterne del quarzo nonchè la molla di contatto a tensione di alta frequenza.

Nella fig. 4 le fotografie *a*, *b*, *c*, mostrano tre prove eseguite su un cam-

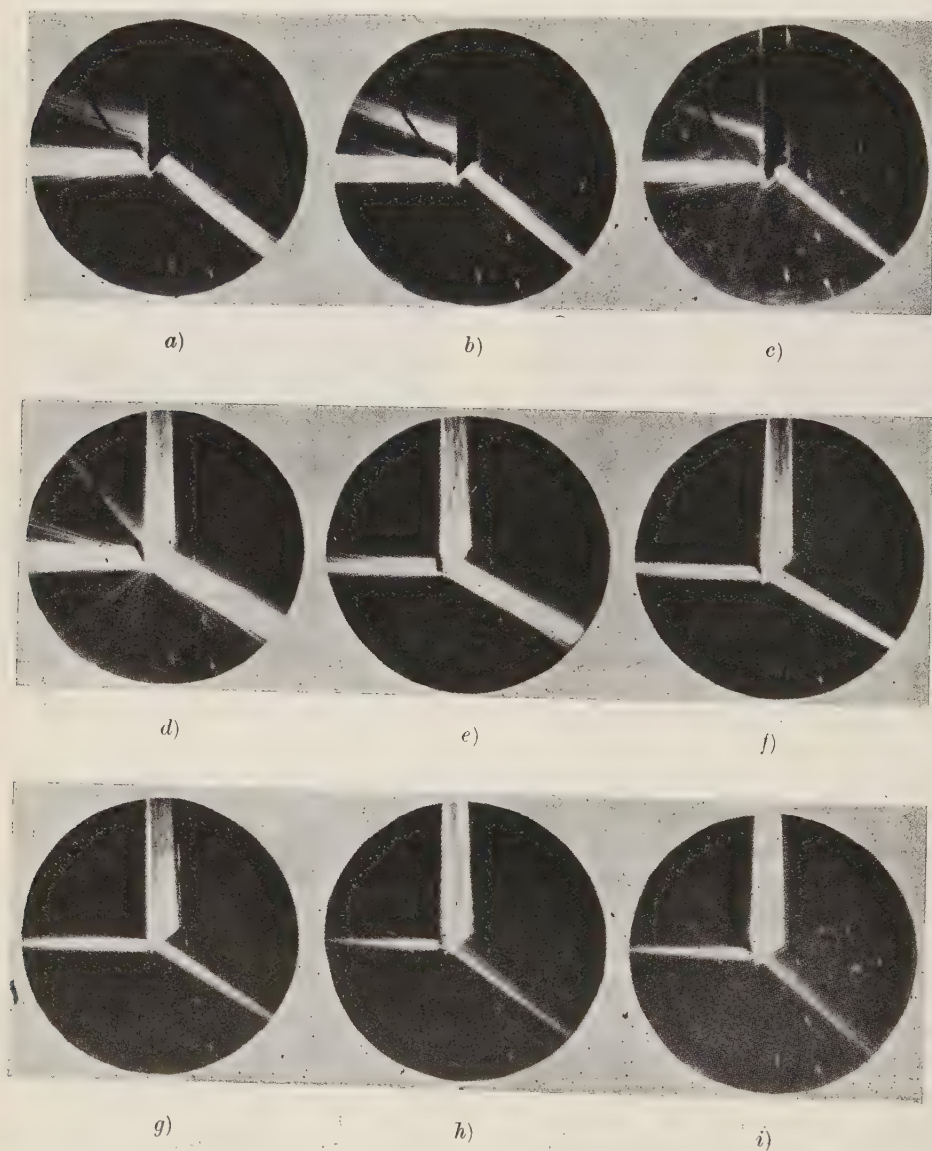


Fig. 4. - *a*) Alluminio, frequenza 4 MHz; *b*) Alluminio, frequenza 8 MHz; *c*) Alluminio, frequenza 15 MHz; *d*) Plexiglas, frequenza 4 MHz; *e*) Plexiglas, frequenza 8 MHz; *f*) Plexiglas, frequenza 15 MHz; *g*) Plexiglas,  $\alpha = 50^\circ$ , frequenza 15 MHz; *h*) Plexiglas,  $\alpha = 55^\circ$ , frequenza 15 MHz; *i*) Plexiglas,  $\alpha = 60^\circ$ , frequenza 15 MHz.

pione di alluminio, rispettivamente alle frequenze di 4, 8, 15 MHz. Alle frequenze minori ( $a$ ,  $b$ ) si notano, nel secondo fascio rifratto, delle figure di interferenza dovute probabilmente al fatto che oltre alle onde  $T$  si rifrange nella stessa regione del liquido una parte delle onde  $L$  che per la divergenza del fascio alle suddette frequenze, incontrano la superficie  $AB$  passando nel liquido. La distanza fra le righe di interferenza dipende, come è noto, dalla frequenza e dall'angolo individuato dai due fasci che interferiscono, mentre la loro direzione è quella della bisettrice. In generale, indicando con  $2\Theta$  l'angolo e con  $\Lambda$  la lunghezza d'onda, la distanza fra due righe successive è data da:

$$D = \frac{\Lambda \sin \Theta}{2}.$$

Notiamo, per inciso, che questo fatto, permettendo di calcolare la direzione di propagazione di due onde, potrebbe essere utilizzato per la misura dell'angolo di rifrazione di fasci ultrasonori [5].

Le fotografie  $d$ ,  $e$ ,  $f$ , si riferiscono invece ad un campione di plexiglas alle rispettive frequenze di 4, 8, 15 MHz. Come è già stato notato, l'assorbimento di questo materiale non consente una buona rivelazione del fascio dovuto alle onde trasversali quando si opera alle frequenze più alte: a 8 MHz esso è appena percepibile.

Le rimanenti fotografie mostrano, a titolo di esempio, prove effettuate alla frequenza di 15 MHz su prismi di plexiglas di diverso spigolo  $\alpha$ . In esse è nettamente visibile la variazione dell'angolo di rifrazione.

### Precisione delle misure.

Nel calcolare la precisione del metodo vien fatta l'ipotesi che l'errore di misura delle due velocità sia dovuto esclusivamente agli errori commessi nella valutazione degli angoli di rifrazione, ritenendo senz'altro esatti i valori dello spigolo del prisma e della velocità di propagazione nel liquido. Questi elementi possono infatti essere conosciuti con una precisione tale che l'errore da essi apportato alla misura di  $v_i$  e  $v_t$  risulta di un ordine di grandezza molto piccolo di fronte a quello apportato dagli errori di misura di  $r$  ed  $r'$ .

L'errore relativo commesso nel calcolo della velocità delle onde longitudinali risulta pertanto:

$$\frac{\Delta v_i}{v_i} = \cotg r \Delta r,$$

come è facile constatare differenziando la (1). Si osserva che la precisione aumenta con l'aumentare dell'angolo di rifrazione  $r$ , quindi sarà vantaggioso usare liquidi in cui la velocità di propagazione è la più elevata possibile.

Nel caso del plexiglas, con un liquido di velocità  $v = 1260 \text{ ms}^{-1}$ , l'angolo  $r$  misurato risulta di circa  $20^\circ \pm \Delta r$ . Se l'errore è limitato a  $1/2$  grado, si ha per  $\Delta r$  misurato in radianti:  $\Delta r = \pi/360$  e  $\Delta v_t/v_t$  risulta di circa  $2,4\%$ . Condizioni più favorevoli si hanno usando acqua o meglio tetracoloro di carbonio che è isolante.

Con un procedimento analogo si calcola l'errore relativo per la velocità delle onde trasversali. Dal differenziale totale rispetto ad  $r$  ed  $r'$  della (5), si ricava:

$$\frac{\Delta v_t}{v_t} = - \left[ \frac{\sin r'}{\sin r \sin i} - 1 \right] \left[ \frac{1}{1 + \left( \frac{\sin r'}{\sin r \sin i} - 1 \right)^2} \right] \left[ \frac{\cos r'}{\sin r \sin i} \right] \Delta r' +$$

$$+ \left[ \frac{\sin r'}{\sin r \sin i} - 1 \right] \left[ \frac{1}{1 + \left( \frac{\sin r'}{\sin r \sin i} - 1 \right)^2} \right] \left[ \frac{\sin r}{\sin r \sin i} \cotg r \right] \Delta r - \cotg r \Delta r.$$

In questo caso l'errore relativo risulta notevolmente inferiore al precedente. Il coefficiente di  $\Delta r'$  è infatti piccolo rispetto agli altri due coefficienti di  $\Delta r$ , mentre questi, essendo dello stesso ordine di grandezza e di segno contrario, compensano i loro effetti.

Nell'esempio pratico sopra riportato, poichè  $r'$  è di circa  $62^\circ$ , risulta per  $v_t$  un errore relativo di circa  $1\%$  se  $\Delta r$  e  $\Delta r'$  sono di segno contrario e di circa  $0,07\%$  nel caso opposto.

### Conclusione.

La presente nota, più che fornire precisi risultati ottenuti da un particolare metodo di misura, ne indica le varie caratteristiche e possibilità. Esso si presta ad essere utilmente impiegato in quei materiali per i quali altri metodi sono difficilmente applicabili non consentendo una agevole misura.

In particolare si ritiene che un tale procedimento sia vantaggioso nel caso di materiali opachi e soprattutto per le sostanze plastiche, dove si possono ottenere precisioni maggiori a causa del più basso rapporto fra le velocità nel solido e quella nel liquido.

Naturalmente le prove eseguite sono suscettibili di notevoli miglioramenti sia con una lavorazione del prisma più accurata sia scegliendo la frequenza più opportuna in relazione ai vari tipi di materiale da esaminare. Conseguentemente appariranno più perfette le immagini fotografiche sulle quali sarà possibile calcolare i dati con maggiore attendibilità.

Mi è gradito ringraziare qui il prof. A. GIACOMINI, Direttore dell'Istituto di Ultracustica, per il suo cordiale interessamento e per i suoi consigli.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] L. BERGMANN e C. SCHAEFER: *Sitz.-Ber. Berliner Akad.*, p. 155 (1934); *Zeits. Techn. Phys.*, **17**, 441 (1936).
- [2] R. BÄR e A. WALTI: *Helv. Phys. Acta*, **7**, 668 (1934).
- [3] W. BEZ-BARDILI: *Zeits. f. Phys.*, **96**, 761 (1935).
- [4] A. GIACOMINI: *Acta Pont. Acc. Sci.*, **6**, 87 (1941).
- [5] A. BÄR: *Helv. Phys. Acta*, **13**, 61 (1940).



## Assorbimento degli ultrasuoni nei solidi.

P. G. BORDONI

*Istituto Nazionale d' Ultracustica del C.N.R. - Roma*

### 1. — Premessa.

Quando si misura l'assorbimento degli ultrasuoni nei solidi in funzione della frequenza si ottiene in generale una curva che presenta più di un massimo; analogamente quando si prende come variabile indipendente la temperatura invece della frequenza si ottengono curve dall'andamento abbastanza complicato, le quali talvolta non sono neppure ripetibili.

Nella presente nota ci si è proposti di dare una giustificazione teorica di tali variazioni dell'assorbimento, adattando la teoria classica dell'elasticità allo studio di sforzi e sollecitazioni rapidamente variabili, che diano luogo a trasformazioni tipicamente non invertibili. Tale adattamento può essere ottenuto, almeno in alcuni casi semplici, determinando l'operatore differenziale che lega gli sforzi alle deformazioni: per fare ciò non è necessario introdurre alcuna ipotesi particolare sul comportamento del solido, a differenza di quanto è stato fatto sinora in altre trattazioni dello stesso argomento.

La teoria svolta permette di trattare in maniera unitaria nel campo delle piccole deformazioni tutte le cause fisiche di assorbimento; alcune di queste ultime sono legate a proprietà particolari (ferromagnetismo, punti di transizione strutturali) od alla presenza di impurità; altre invece, più importanti, sono presenti, sia pure in misura diversa, in tutti i solidi policristallini. Applicando ad esse i risultati teorici ottenuti, è stato possibile determinare l'andamento generale dell'assorbimento in funzione della frequenza e della temperatura. Le curve così ottenute costituiscono la base dello studio dell'assorbimento degli ultrasuoni nei solidi, in quanto ogni scostamento da esse indica la presenza di una ulteriore causa fisica di carattere non generale, ma propria del particolare solido considerato.

### 2. — Relazione simbolica tra sforzi e deformazioni.

La legge di Hooke, e più in generale le relazioni tra gli sforzi e le deformazioni adoperate nella teoria classica dell'elasticità, sono ricavate da esperienze

in cui tali grandezze variano con estrema lentezza, e vanno quindi interpretate come *relazioni limite*, valide quando le grandezze considerate possano essere ritenute costanti rispetto al tempo.

Allorchè si vogliono studiare le deformazioni che un solido subisce a causa di sollecitazioni rapidamente variabili, quali sono ad esempio quelle che accompagnano la propagazione di onde elastiche, si può procedere nei tre modi seguenti:

1) considerare ancora valida la legge di Hooke e le relazioni che ne derivano, con gli stessi valori dei moduli elastici;

2) assumere come valide leggi dello stesso tipo, ma con moduli diversi da quelli relativi al caso *statico*;

3) assumere leggi di tipo diverso.

Il modo di procedere 1) è inaccettabile in quanto conduce a valori della velocità di propagazione nettamente diversi da quelli osservati sperimentalmente, un simile inconveniente può però essere evitato modificando opportunamente i valori dei moduli elastici, cioè adottando l'ipotesi 2). Tuttavia anche in questo modo riesce impossibile determinare le cause che provocano l'assorbimento delle onde elastiche. Quest'ultimo può essere giustificato soltanto ricavando sperimentalmente delle relazioni tra gli sforzi e le deformazioni più generali di quelle classiche, e valide anche quando non sia possibile trascurare la rapidità di variazione di tali grandezze.

Il problema da risolvere è in sostanza analogo a quello che si incontra quando si passa dallo studio dei circuiti elettrici in corrente continua all'analisi del loro comportamento in regime transitorio. Limitandosi per il momento a considerare il caso semplice di una sollecitazione di pura trazione o compressione, applicata ad un solido prismatico, omogeneo ed isotropo, si tratta di determinare l'operatore che applicato alla sollecitazione  $\sigma(t)$  dà il valore istantaneo  $\varepsilon(t)$  della deformazione di allungamento. Come nel caso dei circuiti elettrici si tratterà in generale di un operatore differenziale, ed anzi di un operatore di tipo lineare <sup>(1)</sup>, se ci si limita a considerare deformazioni sufficientemente piccole.

Indicando con  $\Delta$  il simbolo di derivazione, l'operatore cercato avrà in generale la forma di una funzione razionale fratta di  $\Delta$  del tipo:

$$(1) \quad f(\Delta) = \frac{M(\Delta)}{N(\Delta)} = \frac{\sum_0^m a_r \Delta^{m-r}}{\sum_0^n b_s \Delta^{n-s}},$$

dove  $M$ ,  $N$  sono rispettivamente due polinomi <sup>(2)</sup> di grado  $m$  ed  $n$  in  $\Delta$ .

(1) Nel senso dato a questa espressione nella teoria dei circuiti elettrici.

(2) Non si può escludere che i coefficienti di tali polinomi dipendano dal particolare tipo di sollecitazioni considerate; si vedrà anzi nel seguito un esempio di tale dipendenza.

Il modo più semplice di determinare  $f(\Delta)$  è quello di applicare al solido una  $\sigma(t)$  nota, per esempio del tipo

$$(2) \quad \sigma(t) = \bar{\sigma} \cdot 1(t),$$

essendo la  $1(t)$  la funzione unitaria.

Se si indicano con  $\alpha_i$  le radici dell'equazione algebrica in  $\Delta$

$$(3) \quad N(\Delta) = 0,$$

che supporremo in generale distinte e non nulle, l'applicazione dell'operatore  $f(\Delta)$  alla  $\bar{\sigma} \cdot 1(t)$  dà per  $m \leq n$ :

$$(4) \quad \varepsilon(t) = f(\Delta) \bar{\sigma} \cdot 1(t) = \bar{\sigma} \cdot 1(t) \left[ \frac{a_m}{b_n} + \sum_1^n \frac{M(\alpha_i)}{\alpha_i N'(\alpha_i)} \exp [\alpha_i t] \right],$$

dove  $N' = dN/d\Delta$ .

Se fosse invece  $m > n$ , a secondo membro della (4) andrebbero aggiunti termini di tipo impulsivo, provenienti dalla derivazione di  $1(t)$ ; ciò basta ad escludere tale eventualità, in quanto la deformazione deve mantenersi finita.

Al crescere del tempo la  $\varepsilon(t)$  deve tendere al valore « statico »  $\bar{\sigma}/E_R$  dato dalla legge di Hooke; tutte le  $\alpha_i$  debbono quindi essere negative e si ha:

$$(5) \quad \frac{1}{E_R} = \frac{a_m}{b_n}.$$

Il valore iniziale di  $\varepsilon(t)$  è invece dato da:

$$(6) \quad \varepsilon(0) = \bar{\sigma} \left[ \frac{a_m}{b_n} + \sum_1^n \frac{M(\alpha_i)}{\alpha_i N'(\alpha_i)} \right].$$

A parte il caso  $n = m = 0$ , che corrisponde alle leggi « statiche » della elasticità, il caso più semplice è quello  $n = 1$ . Si vede subito che deve essere anche  $m = 1$  affinché la deformazione iniziale sia diversa da zero. L'espressione di  $\varepsilon(t)$  diviene allora:

$$(7) \quad \varepsilon(t) = \bar{\sigma} \cdot 1(t) \left[ \frac{a_1}{b_1} + \left( \frac{a_0}{b_0} - \frac{a_1}{b_1} \right) \exp \left[ -\frac{b_1}{b_0} t \right] \right].$$

La  $\varepsilon(t)$  può anche essere espressa mediante parametri fisicamente più significativi indicando rispettivamente con  $\varepsilon_{el}$  ed  $(\varepsilon_{el} + \varepsilon_{an})$  i valori iniziale e finale della deformazione e scrivendo  $\tau_\sigma = b_0/b_1$ . Dalla (7) si ricava allora facilmente:

$$(8) \quad \varepsilon(t) = 1(t) \left[ \varepsilon_{el} + \varepsilon_{an} \left( 1 - \exp \left[ -\frac{t}{\tau_\sigma} \right] \right) \right].$$

Ogni volta che si riconosca la validità della (8) segue necessariamente che l'operatore differenziale che lega  $\varepsilon(t)$  a  $\sigma(t)$  è il quoziente di due funzioni lineari

di  $\Delta$ . Tenendo presente la (5), nella quale si ponga  $m = n = 1$ , ed introducendo due nuovi parametri: il modulo istantaneo  $E_U$

$$(9) \quad E_U = \frac{\varepsilon_{el}}{\sigma},$$

ed un tempo caratteristico  $\tau_\varepsilon$  dato da:

$$(10) \quad \tau_\varepsilon = \tau \frac{E_R}{E_U},$$

la relazione simbolica tra  $\varepsilon(t)$  e  $\sigma(t)$  assume la forma simmetrica

$$(11) \quad (1 + \tau_\sigma \Delta) \varepsilon(t) = \frac{1}{E_R} (1 + \tau_\varepsilon \Delta) \sigma(t).$$

La relazione precedente sostituisce la legge di Hooke nei riguardi di quei solidi per i quali si riconosca, sia direttamente mediante misure di deformazione, sia indirettamente in base ad esperienze di tipo diverso, la validità della (8). Quando si voglia tener conto della rapidità di variazione delle sollecitazioni e delle deformazioni occorre quindi servirsi anche nel caso più semplice, di tre parametri; ci si può riferire a  $E_R$ ,  $E_U$ ,  $\tau_\sigma$  oppure più simmetricamente a

$$(12) \quad \left\{ \begin{array}{l} E = \sqrt{E_R E_U} \\ \Delta E = E_U - E_R \leq 0 \\ \tau = \sqrt{\tau_\sigma \tau_\varepsilon} \end{array} \right.$$

Nel caso sinora considerato la  $N(\Delta)$  possiede una sola radice, e quindi il solido possiede un solo *tempo di rilassamento*  $\tau$ , per le vibrazioni estensionali. In genere la  $N(\Delta)$  potrà essere di grado più elevato, e quindi il solido possederà parecchi tempi di rilassamento. Tali tempi risultano però quasi sempre molto diversi tra loro in quanto sono associati con fenomeni fisici del tutto differenti. La (8) potrà quindi essere ancora adoperata per rappresentare le deformazioni, limitatamente però ad un intervallo di tempo tale che tutti gli esponenziali, ad eccezione di uno, possano essere considerati con sufficiente approssimazione nulli od eguali all'unità.

### 3. - Costanti di propagazione delle onde elastiche.

Quando la sollecitazione varia nel tempo con legge sinusoidale di pulsazione  $\omega$ , il comportamento di un solido per cui valga la (8) è caratterizzato, in virtù di un teorema generale di calcolo operatorio, dalla (11) nella quale si sostituisca l'operatore immaginario  $j\omega$ , all'operatore differenziale  $\Delta$ .



Si trova così che anche le deformazioni variano nel tempo con legge sinusoidale; il modulo  $E$  diviene complesso, ed ha l'espressione:

$$(13) \quad E = \frac{1 + j\omega\tau_\sigma}{1 + j\omega\tau_\varepsilon} E_R.$$

La (13) è formalmente analoga all'espressione della compressibilità dei gas poliatomici; i risultati ottenuti in quest'ultimo caso sono quindi applicabili anche ai solidi per i quali valga la (8).

Per valori non troppo grandi dell'assorbimento la velocità di fase  $c$  può essere calcolata mediante una espressione del tipo

$$(14) \quad c^2 = \frac{E_\omega}{\rho},$$

dove  $E_\omega$  rappresenta la parte reale di  $E$ , cioè

$$(15) \quad E_\omega = \mathcal{P}. \mathcal{R}. E = \frac{1 + \omega^2\tau_\varepsilon\tau_\sigma}{1 + \omega^2\tau_\varepsilon^2} E_U = E_U - \frac{\Delta E}{1 + x^2},$$

dove:  $x = \omega\tau_\varepsilon$ .

Nell'espressione di  $c^2$  conviene far intervenire i valori limite della velocità di propagazione quando la frequenza tende a zero od all'infinito; se  $\tau_\sigma$  e  $\tau_\varepsilon$  sono indipendenti da  $\omega$  si ha ovviamente

$$(16) \quad c_0^2 = \frac{E_R}{\rho}; \quad c_\infty^2 = \frac{E_U}{\rho},$$

e quindi sostituendo nella (15) e nella (14)

$$(17) \quad c^2 - c_0^2 = (c_\infty^2 - c_0^2) \frac{x^2}{1 + x^2}.$$

Il rapporto tra la parte immaginaria e quella reale di  $E$  dà a sua volta l'angolo  $\delta$  di cui ritardano le deformazioni rispetto alle sollecitazioni

$$(18) \quad \operatorname{tg} \delta = \frac{\Delta E}{E} \cdot \frac{y}{1 + y^2},$$

dove  $y^2 = x^2 (\tau_\sigma/\tau_\varepsilon) = \omega^2\tau_\sigma\tau_\varepsilon = \omega^2\tau^2$ .

Tale angolo fornisce immediatamente il coefficiente di attenuazione  $\mu$  relativo ad onde piane progressive, riferito alla lunghezza d'onda, essendo

$$(19) \quad \mu = 2\pi \operatorname{tg} \delta = 2\pi \frac{\Delta E}{E} \frac{y}{1 + y^2}.$$

Il coefficiente  $\mu$  riesce in genere difficile da misurare direttamente, salvo che a frequenze molto elevate, in quanto anche per un valore abbastanza grande

di  $\Delta E/E$ , ad esempio 0,05, sono necessarie almeno 4 lunghezze d'onda, affinchè l'ampiezza delle vibrazioni si riduca a metà.

Anzichè misurare l'attenuazione *nello spazio* di un'onda progressiva si preferisce spesso operare su provini di piccole dimensioni determinando sperimentalmente l'attenuazione *nel tempo* di un'onda stazionaria, cioè il decremento  $d$  che si produce quando si interrompe bruscamente la forza vibromotrice, oppure il coefficiente di risonanza  $Q$  in corrispondenza ad una autofrequenza. Anche queste due ultime grandezze possono essere ottenute direttamente dalla (18)

$$(20) \quad d = \pi Q^{-1} = \operatorname{tg} \delta = \frac{\Delta E}{E} \frac{y}{1 + y^2}.$$

In base alle (18), (19) l'attenuazione è massima (fig. 1) allorchè  $y = 1$ , e cioè quando

$$(21) \quad \omega_d = \frac{1}{\tau}.$$

La dispersione è invece massima per una frequenza leggermente diversa, in quanto la curva rappresentata dalla (17) (fig. 2) ha un flesso in corrispondenza ad  $x = 1$  cioè per

$$(22) \quad \omega_f = \frac{1}{\tau_\varepsilon}.$$

Le pulsazioni corrispondenti alla massima dispersione ed al massimo assorbimento risultano proporzionali alle velocità di fase ad alta ed a bassa frequenza, essendo, per le (20), (21), (16) e (10)

$$(23) \quad \frac{\omega_f}{\omega_d} = \frac{\tau_\sigma}{\tau_\varepsilon} = \frac{c_\infty^2}{c_0^2} \geq 1.$$

Il valore massimo del coefficiente di assorbimento  $\mu_m$  può anch'esso essere espresso facilmente in funzione di  $c_\infty$  e di  $c_0$ , in quanto per le (19) e le (16) sussiste la relazione approssimata

$$(24) \quad \mu_m = 2\pi \frac{c_\infty - c_0}{\sqrt{c_\infty c_0}} = \pi \frac{\Delta E}{E}.$$

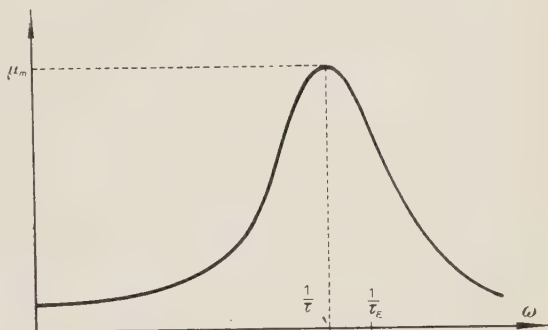


Fig. 1. - Variazione del coefficiente di attenuazione con la pulsazione.

La fig. 2 mostra che per valori della pulsazione molto diversi da  $\omega_d$  l'assorbimento diviene assai piccolo. Se un solido possiede parecchi tempi di rilassamento  $\tau$  molto diversi tra di loro, è quindi possibile studiarne il comporta-

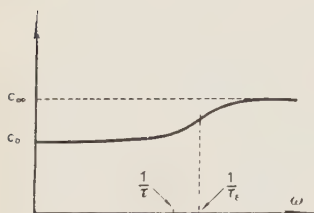


Fig. 2. — Variazione della velocità di fase con la pulsazione.

mento nei riguardi degli ultrasuoni servendosi ancora di espressioni semplici del tipo (17) e (19), nell'intorno di ogni tempo di rilassamento. Resta così confermata, anche per questa via, l'osservazione precedentemente fatta in merito alla possibilità di servirsi di un operatore semplice del tipo (11), in un opportuno intervallo di tempo, per fenomeni transitori, o in opportuno intervallo di frequenza per fenomeni periodici, anche quando il solido abbia più di un tempo di rilassamento.

La teoria svolta permette di trattare in maniera unitaria le cause di attenuazione degli ultrasuoni nei solidi, una volta che siano noti i valori di  $E$ ,  $\Delta E$  e  $\tau$  che le caratterizzano, o quelli di tre qualsiasi parametri equivalenti.

Se ci si limita a considerare solidi policristallini non ferromagnetici costituiti da un'unica fase stabile, macroscopicamente omogenei ed isotropi, nei quali si propagano onde elastiche di tipo semplice aventi una lunghezza d'onda grande rispetto alle dimensioni dei grani, sono state riconosciute sinora tre cause principali di attenuazione, ognuna delle quali è sensibilmente associata con un solo tempo caratteristico, e può quindi essere studiata mediante le semplici formule (17), (18); tali cause sono:

- a) conduzione termica;
- b) scorrimenti viscosi alla superficie dei grani;
- c) scorrimenti nell'interno dei grani in corrispondenza ad imperfezioni del reticolo.

Per ognuna delle cause suindicate si mostrerà come sia possibile riconoscere l'esistenza di una legge del tipo (7) o (11); si calcoleranno inoltre i valori dei parametri caratteristici  $\Delta E$ ,  $E$ ,  $\tau$ , o, qualora ciò non sia possibile, si indicherà come se ne possa almeno valutare l'ordine di grandezza.

#### 4. — Attenuazione dovuta alla conduzione termica.

Se si applica bruscamente ad un elemento del solido una sollecitazione costante  $\bar{\sigma}$  il valore iniziale  $\varepsilon(0)$  della deformazione è dato da

$$(25) \quad \varepsilon(0) = \frac{\bar{\sigma}}{E_{ad}}$$

dove  $E_{ad}$  = modulo di elasticità per una deformazione adiabatica. Contemporaneamente la temperatura  $T$  dell'elemento subisce anch'essa una variazione rispetto al valore iniziale  $T_0$ . Negli istanti successivi gli scambi di calore tra l'elemento deformato ed il resto del corpo a temperatura  $T_0$ , tendono a riportare  $T$  al suo valore iniziale e le sue variazioni seguono la legge

$$(26) \quad T - T_0 = (T_1 - T_0) \exp [-t/\tau_\sigma],$$

dove:  $\tau_\sigma$  = costante fisica dipendente dalla conducibilità e dal calore specifico;  $T_1$  = valore della  $T$  dell'elemento subito dopo la deformazione.

Dopo la deformazione adiabatica il corpo subisce quindi una dilatazione (od una contrazione) a sollecitazione costante; al crescere del tempo, quando  $T$  tende a  $T_0$  la deformazione tende evidentemente al valore

$$(27) \quad \varepsilon(\infty) = \frac{\bar{\sigma}}{E_{is}},$$

dove  $E_{is}$  = modulo isotermico.

Tenendo presente la (25) si ha quindi per  $\varepsilon(t)$  l'espressione:

$$(28) \quad \varepsilon(t) = \bar{\sigma} \left[ \frac{1}{E_{ad}} + \left( \frac{1}{E_{is}} - \frac{1}{E_{ad}} \right) (1 - \exp [-t/\tau_\sigma]) \right]; \quad t \geq 0$$

La (28) è proprio del tipo (8); si può quindi prevedere che per effetto degli scambi di calore la curva attenuazione-frequenza avrà un massimo in corrispondenza ad una pulsazione data dalla (21) e che onde di frequenze diverse subiranno una dispersione.

Confrontando le espressioni (10), (11) e (12) con la (28) si ottengono i valori dei due primi parametri caratteristici.

$$(29) \quad \begin{cases} E = \sqrt{E_{is} \cdot E_{ad}} \\ \Delta E = E_{ad} - E_{is} \end{cases}$$

Il calcolo del tempo di rilassamento riesce invece alquanto più complicato in quanto il parametro  $\tau_\sigma$  che figura nella (26) dipende evidentemente dalla distribuzione della sollecitazione nel corpo e quindi dal tipo di vibrazione.

Nel caso di un'onda piana sinusoidale,  $\tau_\sigma$  può essere calcolato ammettendo che nell'istante iniziale la distribuzione spaziale della temperatura sia del tipo

$$(30) \quad (T_1 - T_0) \sin kx.$$

La funzione  $T(x, t)$  che rappresenta la temperatura in ogni istante successivo, deve coincidere con la (30) per  $t = 0$  e soddisfare in ogni istante l'equazione di Fourier

$$(31) \quad D \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial T}{\partial t},$$

dove  $D$  = costante di diffusione termica ( $m^2 \cdot s^{-1}$ ).



Se si prende  $T - T_0 = \varphi(t)(T_1 - T_0) \sin kx$ , sostituendo nella (30) si ha immediatamente

$$(32) \quad -Dk^2\varphi = \dot{\varphi},$$

cioè, in base alla condizione iniziale,

$$(33) \quad \varphi(t) = \exp[-Dk^2t].$$

Il parametro  $\tau_\sigma$  nel caso considerato vale pertanto

$$(34) \quad \tau_\sigma = \frac{1}{Dk^2} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 D} = \frac{c^2}{\omega^2 D}$$

ed è quindi funzione della frequenza delle onde. Ricordando l'espressione di  $\omega_a$  si ottiene dalla (34) il valore della lunghezza d'onda  $\lambda_d$  cui corrisponde l'assorbimento massimo

$$(35) \quad \lambda_d = \frac{2\pi D}{c_d} \frac{c_\infty}{c_0} \propto \frac{2\pi D}{c},$$

dove  $c_d$  = velocità di fase in corrispondenza alla massima dissipazione.

La costante di diffusione termica  $D$  è dell'ordine di  $10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  per i metalli, ed è considerevolmente più piccola per gli altri corpi; siccome a sua volta, la velocità di fase è dell'ordine di alcune unità per  $10^3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  si vede che la lunghezza d'onda corrispondente alla massima dissipazione non supera qualche decimo di  $\mu$ , e che la relativa frequenza è dell'ordine di  $10^{10} \text{ Hz}$ .

Calcolando  $\tau_\epsilon$  in base alla (34) ed alla (10) e sostituendolo nella (17) si ottiene una relazione cui deve soddisfare la velocità di propagazione  $c$

$$(36) \quad c = \frac{E_{is}}{\rho} \frac{\omega^4 D^2 + c^2 \left( \frac{E_{is}}{E_{ad}} \right)}{\omega^4 D^2 + c^2 \left( \frac{E_{is}}{E_{ad}} \right)^2}.$$

Contrariamente a quanto ci si potrebbe attendere a bassa frequenza le onde sono di tipo adiabatico e si ha  $c_0 = \sqrt{E_{ad}/\rho}$ ; quando  $\omega$  supera invece  $\omega_r$ , le onde tendono a divenire isotermitiche e la velocità si avvicina a  $\sqrt{E_{is}/\rho}$ .

La propagazione degli ultrasuoni nei solidi policristallini è accompagnata oltre che dagli scambi di calore *macroscopici* tra punti situati su superficie d'onda diverse, anche da scambi *microscopici* tra elementi materiali situati su di una stessa superficie d'onda, ma appartenenti a grani cristallini diversi e quindi diversamente sollecitati.

Per calcolare il valore di  $\tau_\sigma$  relativo a questi ultimi scambi si può supporre che la distribuzione iniziale della temperatura sia una funzione periodica delle coordinate spaziali, con periodo eguale al diametro medio  $a$  dei grani, Limitandosi a prendere il primo termine dello sviluppo in serie di Fourier di tale

funzione, e sostituendo nella (31) si ricava, con un procedimento analogo a quello seguito nel caso degli scambi di calore macroscopico,

$$(37) \quad \tau_{\sigma} = \frac{a^2}{3D},$$

in modo che la pulsazione  $\omega$  corrispondente alla massima attenuazione ha il valore

$$(38) \quad \omega_d = \frac{3D}{a^2}.$$

Per un diametro medio dei grani di alcune unità per  $10^{-5}$  m, ricordando che l'ordine di grandezza di  $D$  è  $10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , la frequenza di massima attenuazione è dell'ordine di  $10^5$  Hz. È stato quindi possibile verificare sperimentalmente l'esistenza del massimo di attenuazione previsto (fig. 3) e le misure hanno indicato valori di  $\omega_d$

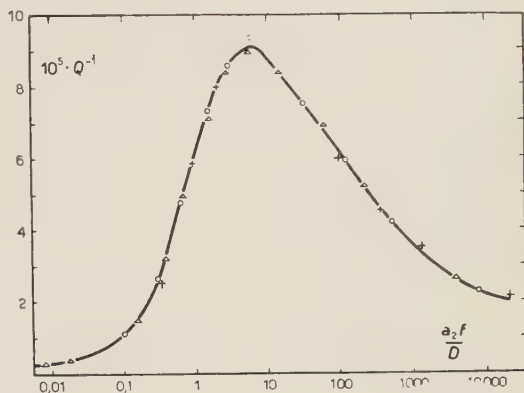


Fig. 3. - Verifica sperimentale della dipendenza dell'attenuazione dovuta agli scambi microscopici di calore nei solidi policristallini dal parametro adimensionale  $a^2 f / D$ . I punti contrassegnati diversamente sono relativi a misure eseguite a frequenze diverse.

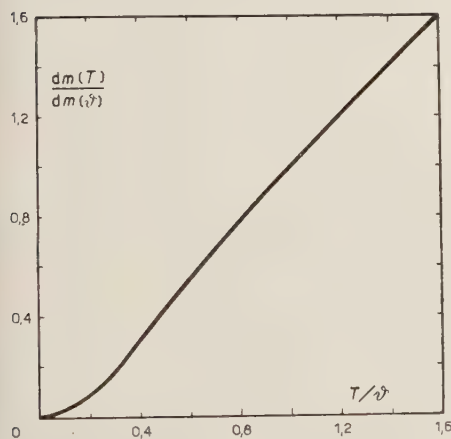
sufficientemente prossimi a quelli dati dalla (38).

Meno facile è invece la determinazione di  $\Delta E'$  e quindi dell'assorbimento massimo  $\mu_m$ . Tale grandezza dipende evidentemente dall'anisotropia dei grani e della loro disposizione. Si può però prevedere che il  $\Delta E'$  dovuto agli scambi microscopici di calore sia dato da  $k(E_{ad} - E_{is})$ , essendo  $k$  un coefficiente minore dell'unità e sensibilmente indipendente da  $T$ . Sostituendo allora ad  $(E_{ad} - E_{is})$  la sua espressione in funzione del coefficiente di dilatazione lineare  $\alpha$  e del calore specifico  $c_v$  si ha

$$(39) \quad \Delta E' = k E_{ad} \frac{\alpha^2 T}{c_v}.$$

Fig. 4. - Dipendenza teorica del decremento massimo  $d_m$  dovuto agli scambi di calore dal rapporto tra la temperatura assoluta e quella di Debye.

Tenendo inoltre presente l'espressione di  $\alpha$  in funzione di  $c_v$  e trascurando in prima approssimazione le piccole variazioni di  $E_{ad}$  con la temperatura, si riconosce che il decremento massimo  $d_m$



prodotto dagli scambi di calore, macroscopici o microscopici, varia con  $T$  come il prodotto  $e_v T$ , ed in particolare risulta infinitesimo del quarto ordine rispetto a  $T$  nei pressi dello zero assoluto (fig. 4).

Il tempo di rilassamento associato agli scambi di calore (macroscopici o microscopici), varia con  $T$  come  $1/D$ , cioè come il rapporto tra la conducibilità termica ed il calore specifico. Quando  $T$  è maggiore della temperatura di Debye  $\vartheta$ ,  $\tau$  si mantiene quindi sensibilmente costante; per  $T > \vartheta$  il tempo di rilassamento varia in modo diverso a seconda che si tratti di semiconduttori o di conduttori, ed a seconda che questi presentino o no il fenomeno della superconduttività.

### 5. — Attenuazione dovuta agli scorrimenti viscosi alle superficie dei grani.

L'imperfetto adattamento dei reticoli cristallini diversamente orientati rende necessariamente incompleti i legami tra gli atomi appartenenti a grani diversi. Inoltre le impurità, specie se relative ad atomi di raggio abbastanza diverso

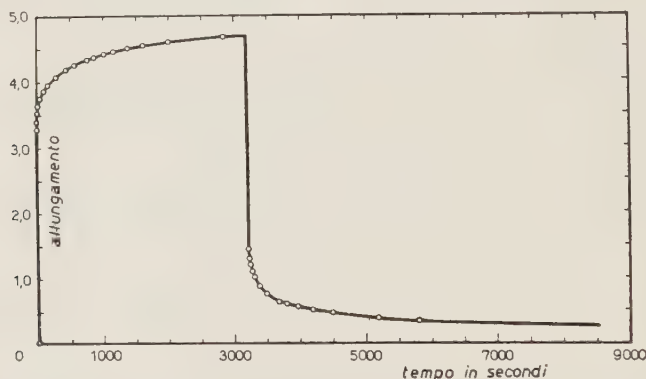


Fig. 5. — Variazione nel tempo degli allungamenti prodotta dagli scorrimenti alla superficie dei grani di un solido policristallino, in corrispondenza alla brusca applicazione ed alla brusca rimozione di un carico costante.

da quello degli atomi del solido, tendono a disporsi alla superficie dei grani, e si calcola facilmente che un tenore molto piccolo di impurità, dell'ordine di  $10^{-4}$ , può essere sufficiente a ricoprire con uno strato monoatomico grani di dimensioni normali.

Le esperienze di carattere statico mostrano che quando ad un solido policristallino si applica una sollecitazione costante  $\bar{\sigma}$ , gli sforzi tangenziali che si producono alla superficie dei grani, vanno diminuendo al crescere del tempo, e la deformazione  $\varepsilon(t)$  segue una legge del tipo (8) (fig. 5). Si può quindi pre-

vedere l'esistenza di un nuovo massimo dell'assorbimento degli ultrasuoni diverso da quelli precedentemente considerati che deve verificarsi quando il periodo delle vibrazioni è dello stesso ordine del tempo associato con il rilassamento degli sforzi tangenziali alla superficie dei grani.

L'esistenza di tale massimo è stata controllata sperimentalmente confrontando l'andamento dell'attenuazione in un monocristallo ed in un solido policristallino (fig. 6). Si è pure osservato che il prodotto del diametro medio dei grani per la pulsazione  $\omega_d$  corrispondente alla attenuazione massima è una costante che dipende soltanto dalla temperatura, oltre che dalla natura del solido considerato.

Il calcolo dei parametri caratteristici  $\Delta E$ ,  $E$ , e  $\tau$  può essere fatto soltanto tenendo conto delle modificazioni nei legami atomici che producono il rilassamento degli sforzi tangenziali. Una valutazione dell'ordine di grandezza di  $\Delta E$  può tuttavia essere ottenuta anche partendo da ipotesi semplificate sulla configurazione dei grani. Si è trovato così, in buon accordo con l'esperienza, che  $\Delta E/E$ , nel caso del modulo di Young, deve essere compreso tra 0,62 e 0,68, e nel caso del modulo di torsione tra 0,56 e 0,63.

Una caratteristica essenziale dell'assorbimento dovuto agli scorrimenti viscosi alle superficie dei grani è che il tempo di rilassamento  $\tau$  diviene paragonabile al periodo di una vibrazione ultrasonora soltanto a temperature molto alte, dell'ordine di quelle che danno luogo ad una sensibile velocità di ricristallizzazione. Si è anche osservato che tale tempo varia con  $T$  secondo una legge del tipo:

$$(40) \quad \tau = \tau_0 \exp [H/RT] .$$

dove:  $R$  = costante di Boltzmann;  $H$  = calore di attivazione, relativo all'autodiffusione degli atomi. La validità della relazione indicata è stata controllata a temperature superiori a quelle di Debye, nelle quali la distribuzione di energia è sensibilmente quella classica.

## 6. - Attenuazione dovuta agli scorrimenti nell'interno dei grani.

È stato da tempo osservato che nei monocristalli si possono produrre mutui scorrimenti di alcuni piani reticolari, mediante sforzi di taglio assai più piccoli di quelli che sarebbero richiesti da una struttura cristallina regolare. È

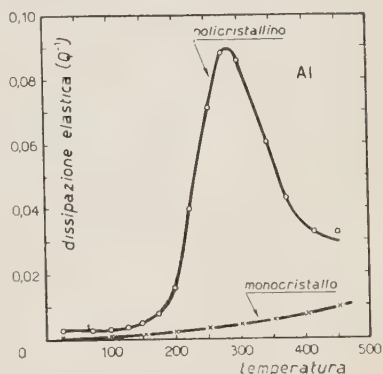


Fig. 6. - Attenuazione dovuta agli scorrimenti alla superficie dei grani in un solido policristallino; essa è completamente assente in un monocristallo dello stesso materiale.



stato quindi necessario ammettere l'esistenza di particolari imperfezioni del reticolo (*dislocazioni*), costituite in sostanza da areole, appartenenti ad un piano reticolare, sulle cui facce opposte si trovi un numero diverso di atomi. Questi ultimi risultano pertanto spostati dalle loro posizioni regolari, corrispondenti ad altrettanti massimi del potenziale di interazione ed il moto di una dislocazione, che può avvenire soltanto nel suo piano reticolare, richiede una energia molto minore di quella che sarebbe necessaria se gli atomi occupassero le loro posizioni normali.

Secondo tale modo di vedere, un solido *incrudito* è un solido nel quale si sono formate numerose dislocazioni per effetto delle deformazioni permanenti subite. Le dislocazioni preesistenti possono muoversi per effetto dell'agitazione termica e delle sollecitazioni meccaniche.

I metodi della meccanica statistica permettono di calcolare la probabilità  $p_1$  che una dislocazione si muova a causa dell'agitazione termica

$$(41) \quad p_1 = \frac{1}{2} + \frac{|T - T_*|}{T - T_*} \Phi \left[ a \frac{|T - T_*|}{T} \right],$$

dove  $\Phi$  = funzione di probabilità di Gauss;  $a$  = coefficiente numerico.

Ad una temperatura  $T \geq T_*$  ogni dislocazione è quasi sempre in movimento, in quanto  $p_1 \geq 1/2$ ; è quindi relativamente facile che la dislocazione *esca* dal cristallo o si fonda con una di segno opposto, in modo che il numero delle dislocazioni va decrescendo in maniera sensibile nel tempo (*rinvenimento*).

La (41) mostra che la probabilità che una dislocazione sia in movimento è indipendente dal verso del moto: la velocità e lo spostamento di una dislocazione hanno quindi valor medio nullo rispetto al tempo. Ciò non si verifica più quando il solido è, soggetto ad una sollecitazione meccanica, la quale in ogni piano reticolare facilita il moto delle dislocazioni nel verso concorde con lo sforzo di taglio, abbassando il relativo gradino di potenziale, mentre fa l'opposto per il verso contrario.

Al moto disordinato delle dislocazioni dovuto all'agitazione termica si sovrappone quindi un moto concorde con lo sforzo di taglio, con una velocità media  $\bar{v}$  che risulta proporzionale alla differenza  $\Delta U$  tra i due gradini di potenziale relativi a direzioni opposte, e si ha quindi una deformazione macroscopica del corpo.

Se si attende un tempo sufficientemente lungo tutte le dislocazioni si dispongono sensibilmente in nuove posizioni di equilibrio nelle quali l'azione delle forze esercitate reciprocamente rende di nuovo simmetrici i due gradini di potenziale, cioè annulla  $\Delta U$ . Un tale stato di equilibrio può essere raggiunto soltanto dopo un tempo infinito, in quanto man mano che le dislocazioni raggiungono le nuove posizioni va diminuendo  $\Delta U$  e quindi la velocità media  $\bar{v}$  con la quale le rimanenti dislocazioni si muovono. Se si indica con  $\epsilon_{an}$  il valore limite della deformazione del solido dovuta allo spostamento di tutte le dislo-

cazioni, si vede che il valore della deformazione all'istante  $t$ , può essere rappresentato, almeno in prima approssimazione dalla legge

$$(42) \quad \varepsilon(t) = \varepsilon_{el} + \varepsilon_{an}(1 - \exp [t/\tau_\sigma]),$$

cioè proprio del tipo (8), mentre si trova che  $\tau_\sigma$  deve essere

$$(43) \quad \tau_\sigma \propto T^{9n^2k/m} \frac{[T_* \cdot D(T_*) - T \cdot D(T)]^2}{T^2 c'_v},$$

dove:

$n$  = numero di atomi della dislocazione;

$m$  = rapporto tra  $4\pi$  e l'angolo solido in cui deve essere compresa la velocità delle dislocazioni;

$h$  = costante di Boltzmann;

$D(T)$  = funzione di Debye;

$c'_v = c_v/m$ , essendo  $c_v$  il calore specifico a volume costante;

Alla temperatura  $T_*$  (che per la maggior parte dei solidi è superiore a quella normale), in base a considerazioni di carattere statistico confermate dall'espe-

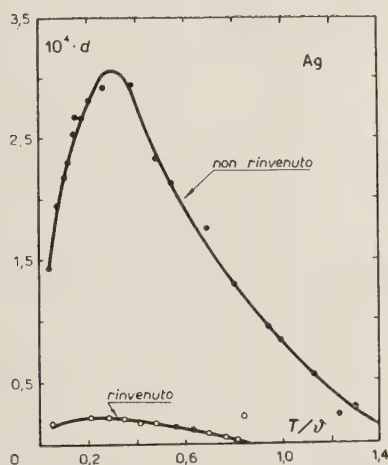


Fig. 7a. — Attenuazione dovuta al moto delle dislocazioni nell'Argento, e sua eliminazione mediante rinvenimento.

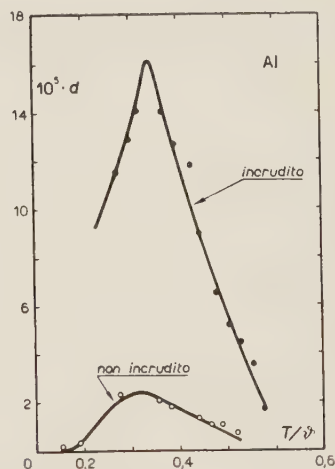


Fig. 7b. — Aumento della attenuazione dovuta al moto delle dislocazioni nell'Alluminio in seguito ad incrudimento.

rienza  $\tau_\sigma$  ha valori molto piccoli, dell'ordine di  $10^{-9}$  s, o ancora minori. La (43) mostra che al diminuire di  $T$ , il tempo di rilassamento  $\tau_\sigma$ , dopo una eventuale

lieve diminuzione che ha luogo se  $T_* < \vartheta$ , aumenta, ed il suo accrescimento diviene particolarmente rapido al di sotto della temperatura di Debye, in quanto nei pressi dello zero assoluto l'esponente di  $e$  tende all'infinito come  $T^{-5}$ .

Si può quindi prevedere che quando un'onda ultrasonora si propaga in un solido in cui siano presenti imperfezioni del reticolo cristallino, l'assorbimento dovuto ad esse vada aumentando al diminuire della temperatura, fino a raggiungere un massimo, quando  $\tau_\sigma = 1/\omega$ , il che per frequenze ultrasonore si verifica in genere a temperature inferiori a  $\vartheta$ . Ulteriori diminuzioni della temperatura producono una riduzione dell'assorbimento che tende rapidamente a zero insieme a  $T$ .

L'esistenza del massimo previsto è stata controllata sperimentando su quattro diversi metalli (Ag, Al, Cu, Pb) e si è anche accertato che esso è dovuto proprio al moto delle imperfezioni del reticolo, osservando che il massimo è considerevolmente ridotto da ogni trattamento capace di eliminare tali imperfezioni (rinvenimento) (fig. 7a) mentre è accresciuto da una deformazione permanente che introduca nuove imperfezioni (fig. 7b).

## 7. - Conclusioni.

È stata sinora riconosciuta l'esistenza di tre diverse cause di assorbimento degli ultrasuono nei solidi policristallini, macroscopicamente omogenei ed isotropi.

Ognuna di tali cause è sensibilmente associata ad un unico tempo caratteristico o tempo di rilassamento, e dà luogo ad un massimo dell'assorbimento quando tale tempo è paragonabile al periodo delle vibrazioni.

Il tempo di rilassamento varia in generale con la temperatura, in modo che il coefficiente di assorbimento  $\mu$  si presenta come una funzione di  $\omega$  e di  $T$ .

Se si prendono queste due ultime grandezze insieme a  $\mu$  come coordinate cartesiane

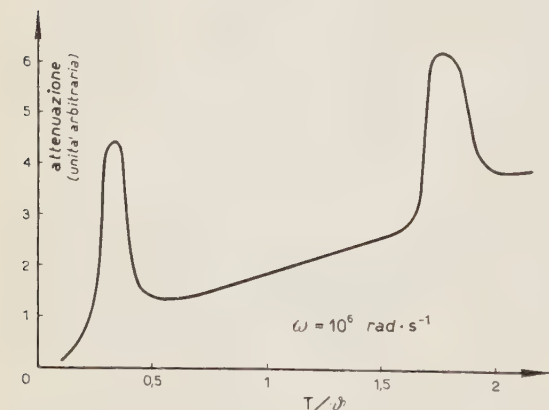


Fig. 8. - Andamento tipico della curva attenuazione-temperatura a frequenza costante in un solido policristallino omogeneo.

ortogonali, lo stato delle attuali conoscenze non permette ancora di tracciare la superficie  $\mu = \mu(\omega, T)$ , per i diversi solidi; è tuttavia possibile

prevedere che una sezione di tale superficie con un piano  $\omega = \text{costante}$  (ad esempio  $\omega = 10^6 \text{ rad s}^{-1}$ ) deve avere un andamento del tipo di quello della (fig. 8).

Nel campo delle temperature inferiori a quelle di Debye si osserva in generale un massimo dovuto al moto delle dislocazioni, o di analoghe imperfezioni del reticolo. Esso è tanto più accentuato quanto maggiore è l'inerudimento subito dal materiale e può essere ridotto o addirittura eliminato mediante

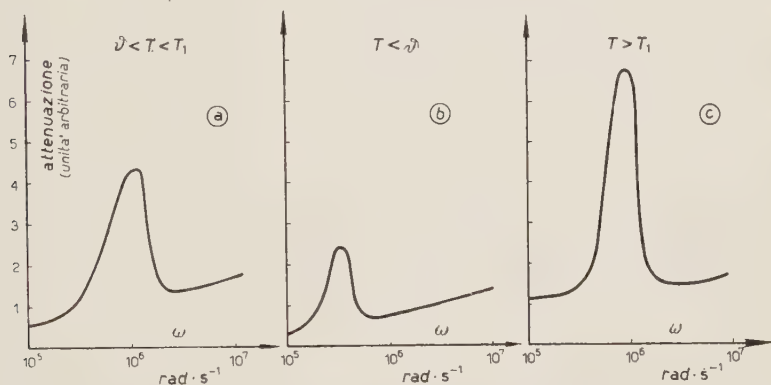


Fig. 9. — Andamento tipico delle curve attenuazione-frequenza in un solido policristallino omogeneo, per tre diversi valori della temperatura.

trattamenti di rinvenimento. Al disopra della temperatura di Debye il coefficiente di assorbimento cresce con legge sensibilmente lineare, essendo dovuto quasi per intero agli scambi microscopici di calore tra i grani. A temperature ancora più elevate si osserva un altro massimo dell'assorbimento dovuto agli scorrimenti viscosi alla superficie di contatto dei grani.

Meno semplice è il tracciamento delle curve  $\mu = \mu(\omega)$  a  $T$  costante, in quanto il loro andamento dipende in modo essenziale dal valore di  $T$ . Va innanzi tutto considerato il caso in cui  $T$  sia compreso tra la temperatura di Debye  $\vartheta$  e la temperatura  $T_1$  alla quale diviene sensibile lo scorrimento dei grani; è questo il caso che si verifica per la maggior parte dei solidi a temperatura ordinaria. Il campo di frequenza considerato è compreso tra  $\omega = 10^5$  ed  $\omega = 10^7 \text{ rad s}^{-1}$ , in quanto per frequenze più elevate non si può più parlare di propagazione di onde piane a causa della diffrazione dovuta ai grani. In tale campo per  $\vartheta < T < T_1$  si ha in generale un solo massimo dell'assorbimento dovuto agli scambi microscopici di calore. Gli altri due massimi dovuti agli scorrimenti superficiali dei grani ed al moto delle dislocazioni cadono rispettivamente al di sotto ed al di sopra del campo di frequenza considerato (fig. 9a).



Un abbassamento di temperatura al disotto di  $\vartheta$  sposta tutti i tre massimi verso le basse frequenze, riducendo inoltre fortemente l'attenuazione dovuta agli scambi di calore (fig. 9*b*).

Un aumento di temperatura al disopra di  $T_1$ , lascia sensibilmente inalterate le frequenze del massimo relativo agli scambi di calore aumentandone però le ordinate (fig. 9*c*), mentre sposta fortemente verso le alte frequenze il massimo dovuto agli scorrimenti alla superficie dei grani.

## Assorbimento delle onde elastiche nello stagno e nelle leghe stagno-piombo.

P. G. BORDONI e M. NUOVO

*Istituto Nazionale di Ultracustica « O. M. Corbino » del C.N.R. - Roma*

Con il metodo descritto in un precedente lavoro (pubblicazione *INUA*, n. 74) si è riassunto l'assorbimento delle onde elastiche su sbarrette policristalline di stagno, e su leghe binarie, a piccolo tenore di piombo, a frequenze di 10 kHz e 25 kHz e per temperature comprese tra la temperatura ambiente e quella di fusione, ottenendo i seguenti risultati:

1) lo stagno tecnicamente puro ha un attrito interno che cresce regolarmente con la temperatura, senza marcate discontinuità in corrispondenza al punto di transizione strutturale tra  $\beta$ -Sn e  $\gamma$ -Sn a 160°;

2) a temperatura ordinaria l'attrito interno cresce al crescere del tenore in Pb almeno nell'intervallo investigato (tenore in Pb  $\leq 10\%$ );

3) piccole percentuali di Pb ( $< 1\%$ ) aumentano considerevolmente la dissipazione ad alta temperatura e nel campo 150  $\div$  200 °C rendono tale dissipazione dipendente anche dal tempo, in modo che i valori dell'attrito misurati durante il riscaldamento e durante il raffreddamento, coincidono soltanto se la trasformazione è una successione di quasi-equilibri.

## Precise Measurement of Velocity and Attenuation using Ultrasonic Waves.

G. BRADFIELD

*National Physical Laboratory - Teddington*

### Introduction.

Attenuation is to be regarded as the imaginary component of a complex velocity. For most practical cases it is small and the argument and the imaginary component are then linearly related. Because of this difference in magnitude of the real part representing the phase velocity and the imaginary part representing attenuation, measurement of velocity can be effected to a much higher accuracy than the measurement of attenuation. In general, by precise measurement of velocity would be meant the attainment of an accuracy of one part in 2000 while an accuracy of one part in 100 in attenuation measurement could justifiably be termed precise for it would be equally difficult to achieve and, from a practical point of view, would be equally significant. Again, when velocities in very small specimens are to be measured, precision is needed to yield significant results and for specimens of about one centimeter cube an accuracy of about 1/2 % would be satisfactory.

It is the purpose of this paper in the first place to review broadly the present state of the application of ultrasonic waves to precise measurement of velocity and attenuation, differentiating between those methods which use guided waves and those which use diffracted waves, then to summarise what has already been achieved using guided waves and finally to devote more detailed study to the use of diffracted waves which is a newer field and one in which a good deal of work has been done at the National Physical Laboratory in London including the development of travel time measurement to an accuracy of one hundredth of a microsecond.

### Advantages of Ultrasonic Waves.

The use of ultrasonic waves is valuable notably for the following five reasons:

- a) Using guided waves, the specimens needed can be very small.
- b) Using diffracted waves, the radiator apertures required for beams of small divergence can be reasonable in size.

c) The small wavelengths available permit the resolving of grain size effect in materials.

d) In the investigation of anisotropic solids simultaneously propagating the three types of mechanical waves, the use of ultrasonic waves, especially in conjunction with the use of pulsed techniques, is very helpful in avoiding confusion since the wave packets propagated can often be separated and identified.

e) In a certain important class of materials e.g. metals it seems likely that the ultrasonic frequencies lie outside the relaxation frequency spectrum so that elastic constants measured at such frequencies may be highly significant in the study of the interatomic forces acting in crystalline solids. On the other hand, the discovery of known relaxation phenomena at ultrasonic frequencies in liquids, for instance, acetic acid (LAMB and PINKERTON, 1949) and acetates is evidence that ultrasonic measurements of dispersion and absorption form an important means for determining relaxation times and the strengths of relaxations.

### The Two Classes of Measurement.

Methods of ultrasonic velocity and absorption measurement fall sharply into two classes, those using guided waves and those using diffracted waves. The first type embraces propagation in fluids contained in solid tubes and propagation in solids in bar, strip or tube form surrounded by a fluid, or better still, in vacuo. The second class involves the use of radiating elements (and receiving devices) which are several wavelengths in aperture so that diffraction effects confine the radiation to a beam of small divergence.

Where conditions are such that mixtures of these two types of propagation occur, interpretation both as regards velocity and attenuation is confused.

One important outcome of the use of diffracted type of wave is that scattering of the waves by the granular structure of a solid specimen results in diminished intensity at the receiver. The scattering is small for solids whose grains are isotropic or nearly isotropic but large when the material is strongly anisotropic. In the region where the grain size is a small fraction of a wavelength the attenuation constant due to scatter is varying roughly as the fourth power of the frequency and approximately as the cube of the grain diameter.

For a plane wave therefore, propagating in a solid the intensity  $I_x$  at distance  $x$  from the launching site is given approximately by:

$$I_x = I_0 \exp - (af/c + b\Delta^3 f^4)x,$$

where  $f$  is frequency of the wave in cycles per second,  $a$  is a constant representing that contribution due to internal friction of the individual grains



(which is generally attributed to the viscous movement of dislocations under stress),  $b$  is a constant which is a function of velocity of propagation  $c$  and of the degree of anisotropy of the materials and  $\Delta$  is the grain size of the material. This can be compared with the attenuation of a wave in similar circumstances in a liquid containing foreign particles which causes attenuation through scatter thus:

$$I_x = I_0 \exp - (a_1 f^2 + b_1 f) x,$$

which corresponds to the conditions discussed by URICK (1948), see his Table I,  $a_1$  being the normal coefficient  $\alpha/f^2$  for fluids and  $b_1$  a function of particle concentration and properties.

### **Propagation in Fluids and Solids and Advantages of Pulse Techniques.**

Considering further the propagation of elastic waves in homogeneous fluids and solids, fundamentally, though there are many points of similarity between propagation of either guided mechanical waves or diffracted mechanical waves in liquids or in solids, the outstanding difference is the existence of rotational or shear waves in the latter since such waves suffer severe attenuation in liquids. Such waves propagate in solids with very different velocities from that of the irrotational waves and follow formally the same laws as the propagation of electromagnetic waves in space. Not only does this result in analogous behaviour both as regards birefringence in anisotropic bodies and the dependence of reflection on plane of polarisation, but propagation in solids possesses an additional complication owing to mode changes which occur at other than normal incidence on a solid boundary. It is for these reasons that pulse techniques at ultrasonic frequencies provide a very powerful instrument whereby these co-existent waves can be separated and identified through the difference of their velocities and hence of their travel times. There are certain difficulties to be overcome if precise results are to be obtained using pulse techniques. These difficulties arise from the finite width of the frequency spectra of pulse transmissions but recent experience shows that these techniques are likely to be successful in circumstances where alternative methods are very difficult if not impossible to use successfully. Pulse methods have also proved high advantageous for precise measurements of velocity and absorption in fluids.

### **Measurements Using Guided Waves in Fluids.**

Before discussing the very important field of precise measurement of velocity and absorption by the use of guided waves in solids, mention should be made of the corresponding problem in fluids. As far as liquids are con-

cerned, the corrections to velocity which are needed on account of the finite rigidity of the walls used for guiding are considerable and are difficult to apply so that little use has been made of such waves for precise measurements. The situation is still more discouraging for absorption measurements using guided waves in liquids.

In gases the use of the guided wave technique is well-known, and can give precise results for the measurements of velocity although for absorption measurements, the necessary corrections are troublesome.

### **Measurements Using Guided Waves in Solids.**

The subject of precise measurements of velocity and absorption using guided waves in solids has been very widely and successfully studied although the literature on the subject is very scattered. Experience has shown that, although some success is achievable using an electrostatic transducer by far the most important method involves the cementing to the specimen under test of a quartz electromechanical transducer capable of causing it to oscillate either longitudinally or torsionally. In the former case the velocity is governed by Young's modulus and in the latter by the modulus or rigidity in the simple case of isotropic materials.

The more general case of testing anisotropic materials using guided waves is complicated by the tendency of such materials, when cut at an angle to the crystallographic axes, to twist during longitudinal vibration and to bend during torsional vibration. HEARMON (1946) has reviewed the difficulties which exist in this respect. However, ROSE (1936) has reported favourably on the method.

The accuracy obtainable on isotropic materials by this method is good provided that certain precautions are taken. The use of quartz transducers on account of the consistent properties, linearity and low damping of quartz itself enable certain corrections to be applied with precision. The most important source of error is the cement used for joining the quartz transducer to the specimen and this makes it essential as will be discussed in more detail later to use carefully chosen lengths of specimen if precise results are to be obtained. It will be found that this joint between transducer and specimen under test is also a source of error when using diffracted waves where a cement or liquid film is invariably used.

### **Comparison of Transducers.**

Reasons favouring choice of quartz as transducer material for guided wave methods are equally valid in the case of transducers for diffracted wave methods of measurement. The transducers used for both these techniques can there-

fore most conveniently be considered together and the forms they take are illustrated in Fig. 1.

The arrangement of Fig. 1*a*, for setting the specimen shown into longitudinal oscillation, is that originally used by QUIMBY (1925) while the variant in fig. 1*b* using cylindrical electrodes out of contact with the quartz itself is that due to READ (1940). GIEBE and SCHEIBE (1928) developed the torsional quartz

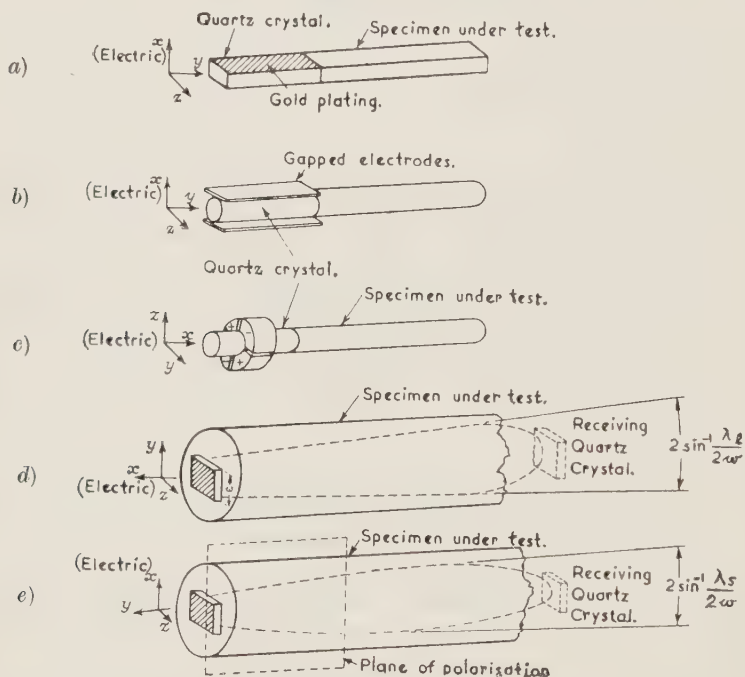


Fig. 1. — Quartz oscillators.

a) Composite oscillator, longitudinal vibrations. b) Composite oscillator, longitudinal vibrations. c) Composite oscillator, torsional vibrations. d) Radiation and reception of longitudinal i.e. irrotational waves. e) Radiation and reception of shear (rotational) waves.

oscillator in the form of Fig. 1*c* and this was applied to the testing of specimens in torsional oscillation by ROSE (1936). These quartz transducers for setting rods of limited length into a steady state of vibration through the injection of a continuous sinusoidal electrical wave constitute with the specimen a composite oscillator wherein the electrical input power is wholly dissipated in the internal frictional losses of the quartz element, the specimen and the cement film. Such systems are to be contrasted with those of Figs. 1*d* and 1*e* which illustrate transmitting transducers for diffracted wave systems. The former shows an X-cut quartz crystal launching a longitudinal or irrotational wave while the Fig. 1*e* shows a Y-cut crystal mounted on a specimen into





into the transformed mechanical load  $CD$ . As a transmitter, the electrical input power flows in at  $AB$  while, when performing as a receiver, the transformed mechanical pressure at the end of the quartz transducer can be considered to act in series with the transformed mechanical load as shown dotted at  $v_{(p)}$ . The transmitter load, when the transducer is delivering electrical mechanical energy into a rod or radiating into an infinite medium takes the shape when transformed of an electrical line of uniformly distributed constants and characteristic impedance  $Z_0$ , as shown at Fig. 2a, the assumption having been made at this stage that the joint to the solid medium is perfect. For the practical case where the transducer is united to the load by a cement or liquid film of finite length, an additional quadripole must be added to the equivalent circuit as at  $Z_1$ ,  $Z_1$  and  $Z_2$  in Fig. 2c.

### The Cement or Liquid Film.

It has been customary to consider this cement or liquid film as a length of line with angle  $\theta_f = 2\pi fl_f/c_f$ , where  $l_f$  is the thickness of the cement or liquid film and of the velocity in the film and to assume a characteristic impedance

$$Z_{0f} = c_f \rho_f,$$

for this film based on its separately measured characteristics of density  $\rho_f$  and velocity  $c_f$ . (This is not completely true because, even though these composite oscillators are of uniform cross-section throughout, the ratios  $s_{12}/s_{11}$ ,  $s_{13}/s_{11}$  of the quartz being different in different directions at the contact face, they cannot both be equal to that of the body to which the quartz is bonded and hence a longitudinal wave, for example, will cause quite strong shear forces locally at the joint and this leads to considerable additional reactive elements there. Fortunately, for the preferred velocity anti-node conditions at the joints discussed below, this effect is also minimised).

In the case of guided waves the element  $Z_{0s}(\theta)$  represents the specimen which is a line of length  $l_s$  of angle  $\theta$  and characteristic impedance:

$$Z_{0s} = c_s \rho_s,$$

where  $c_s$  is its velocity and  $\rho_s$  its density. During free-end resonance this has an input impedance of  $Z_{0s} \tanh \theta$ . In the presence of attenuation the velocity  $c_s$  takes its complex form  $c_s + jc'_s$  and,  $c'_s/c_s$  being small, we can write for  $\theta$

$$\theta_s = 2\pi l_s f/c_s - j2\pi l_s f c'_s/c_s^2,$$

whence the input impedance looking through the cement or liquid film can

be written:

$$\frac{Z_{0s}(Z_{0s} \tanh \theta_s \cosh \theta_f + Z_{0f} \sinh \theta_f)}{Z_{0f} \cosh \theta_f + Z_{0s} \tanh \theta_s \sinh \theta_f},$$

where the quadripole  $Z_1 Z_1 Z_2$  can be written as  $Z_{0f}(\theta_f)$ .

The condition for resonance is that the imaginary components of the quartz line and of the above shall be conjugate and examination of the expression which results shows that when  $\theta_a = n(\pi/2)$ ,  $n$ , being an integer, the phase error and the attenuation error due to the cement film are both at a minimum. The measurement of the frequency of resonance has to be carried out with the specimen cut to such a length that, where the quartz crystal is  $n\lambda_a/2$  in length, and  $\lambda_a$  the wavelength in quartz then the specimen length is closely  $m\lambda_s/2$  where  $m$  is a second integer which may or may not be the same as  $n$  and  $\lambda_s$  is the wavelength in the specimen. In highly accurate work of this type using these composite resonators as for instance in the work of COOKE and BROWNE (1936) this integral relationship for each of the elements was maintained within the limits of  $\pm 0.1\%$ .

For the highest accuracy the velocity correction on account of lateral inertia, (refer to BERGMANN (1949) p. 456 *et seq.* and to GIEBE and BLECH-SCHMIDT (1933)), must, of course, be appropriately applied.

### Measurements Using Composite Oscillator.

In using this method of the vibration of a composite oscillator very stringent demands are made firstly on the accuracy with which the frequency of resonance must be measured and secondly on the measurement of the loss component of the quartz crystal impedance at resonance. Very highly stable oscillators are required to maintain the necessary constancy of frequency while the measurement is being carried out. One such oscillator, described in detail by KING (1923) was stable in frequency to about one part in a million. The measurement of the absolute value of the frequency can be carried out by standard methods to this degree of accuracy where necessary. The indication of resonance for highly precise work is best effected by connecting the quartz crystal electrodes in an arm of a suitable impedance bridge. The accurate measurement of the real component of the motional admittance of the composite resonator at resonance yields the damping of the resonator as a whole. Repetition of the motional impedance measurements at various harmonic frequencies yields the effective piezo-electric constant. From this and prior knowledge of the damping of the quartz crystal at various harmonic frequencies when vibrating on its own together with a measurement of the input electrical power to the bridge and the remaining elements of the bridge

the true value of the oscillatory mechanical stress can be evaluated. Knowledge of this is of course essential if, as often happens, the internal friction is dependent on the absolute value of this stress.

The accuracy obtainable with the guided wave technique of velocity measurement in solids when the precautions studied above have been taken is better than 0.1% and 0.05% should readily be achievable with care. For measurement of damping, it is of course essential to carry out tests on low-loss materials in a good vacuum and great attention has to be paid to the question of loss-free suspension. When all reasonable precautions are taken accuracies of about 1% can be obtained in absorption measurements and, in favourable circumstances, 1/2%.

### Pulse Testing Methods.

The study of the equivalent circuit of the composite resonator has been valuable in determining the conditions of test most favourable for high accuracy. It will be necessary to return to the equivalent circuits to understand the difficulties of obtaining precision in pulse testing.

The most important difficulty in obtaining high precision in testing of velocity by pulse methods is in judging the start of the trace. It must not be thought that this lies in any imperfections of the timing methods or in the generation of the transmitted pulse itself. The best technique for starting a sharp pulse train is to remove from a tuned circuit the damping of the cathode circuit of a valve by impressing a very sharp negative pulse on its grid. This is equivalent to opening the switch  $S_1$  in Fig. 2*d*. The stored energy in the inductance is then shared with the other reactive components and dissipated by the resistive elements. The envelope of the input wave is very nearly square. If we now examine the equivalent circuit of Fig. 2*c* and the more complete circuit of Fig. 2*d*, the latter will be seen to include also the receiving network which appears as the image of the transmitting network in series with the second quadripole representing the cement or liquid film at the receiving crystal. It will be apparent that, even apart from any delay in the line  $L$  which can be considered for the purposes of this argument as a resistive ladder, there are four condensers and two inductances to be energised while the quadripoles  $Q_1$  and  $Q_2$  generally take the form of shunt condensers, and bring the total of reactive elements to 9. In spite of the fact that the input wave on the circuit  $L_1, C_{es}$  has an envelope approximating to a unit function in form, the voltage on the output at  $C_{er}$  can only rise gradually to its final form as illustrated in Fig. 2*c*. Making certain assumptions not dangerously far from the truth, it is possible to compute using the usual Laplace transform procedure the course of this wave as in Fig. 2*e*. Unfortunately this

envelope is characterised by a very slowly rising foot and the apparent start of this is very dependent on the amplification of the signal. With very great amplification the intercept of the tangent can be taken without serious error. However, when two wave trains are of very nearly the same amplitude, and provided that the frequency spectrum of the wave trains differ very little, an excellent measure of their relative position in time is to be obtained by noting the time of the first sharp cross-over  $X$  (see Fig. 2e) for each wave train and subtracting one time from the other. It is however true that, if the frequency spectra are noticeably different then there will be an appreciable error in timing whatever method is used to indicate the onset of the wave train. Since the only factor involved in the comparison of for instance two travel times on two different specimens of the same length measured in the same equipment is the contact effect, assuming that the characteristic impedances of the two specimens are substantially the same, variation in this is the most likely factor to cause error in measurement of travel time. For this reason great care is needed with the finish of the surfaces of the crystals and the specimens, and with the method of applying crystals to the surfaces so as to ensure even pressure and hence even thickness on the film.

### **Pulse Methods Used at National Physical Laboratory for Measuring Velocity in Solids.**

Two types of measurement are carried out. In one type the crystals are applied directly to the specimen and in the second technique the transmitting and receiving crystals are mounted on intermediate bodies.

A photograph of the apparatus for holding the specimen and applying the crystals is shown in Fig. 4. Great care is taken with the mounting and application of the crystals to ensure an even pressure over the face of the crystals. Fig. 3 shows the details of the crystal applicator including the constant pressure device which is used to prevent the cracking of the very thin crystals through excessive pressure. Two alternative forms of crystal backing are available as shown at Fig. 3b and 3d. In the first of these pressure is applied to the crystal through an array of tiny flats each only a small fraction of wavelength in extent. In this case, there is very little loss of energy from the rear face of the crystal and this form of mounting is especially advantageous for absorption measurements since light damping of the crystals reveals imperfections in the contact to the specimen. The second type of crystal backing is shown in Fig. 3d and consists of a fired natural rock known as pyrophyllite. This absorbs power from the quartz crystal and damps its vibration. It is especially advantageous when testing anisotropic materials where there are two shear waves in the case of oblique polarisation and it is clearly desi-



able to permit the received signal from one to die out before the onset of the slower wave.

The preceding discussion on the slow rise of oscillation amplitude will have made it clear that there is a zero error in the time of arrival but this is

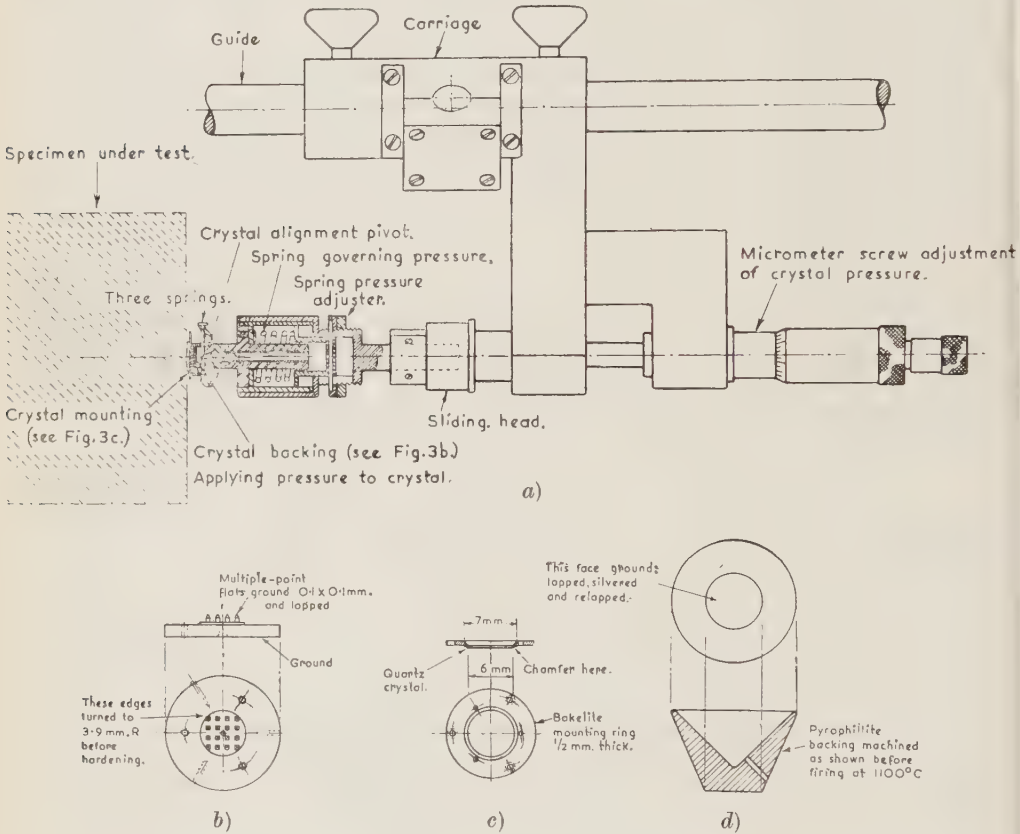


Fig. 3. — Crystal applicators, assembly and details.

a) Crystal applicator assembly. b) Non-dissipative crystal backing. c) Crystal mounted in bakelite ring. d) Dissipative crystal backing.

constant as long as the frequency spectrum of the received signal remains unchanged. If therefore travel times in two different lengths of the material under test are measured and the difference taken, then if the frequency spectrum is the same in the two cases this difference will be a true measure of the difference in travel times in the two specimens and the zero error can be eliminated in this way. The mode of oscillation can be either longitudinal or shear depending on whether *X* cut or *Y* cut crystals are used for launching and picking up of the waves. The frequencies used can be 2 to 15 MHz. The

accuracy of measurement on specimens of reasonable size and low attenuation was about 0.01 microsecond.

Even on a single length of specimen, a modification of technique involving

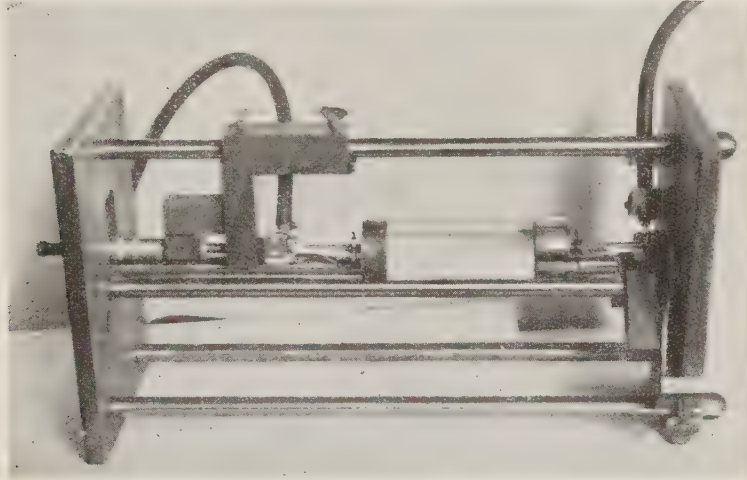


Fig. 4. — Apparatus for applying crystals directly to the specimen.

the use of a single crystal for transmitting and receiving can substantially eliminate this zero error in favourable circumstances: when absorption is small

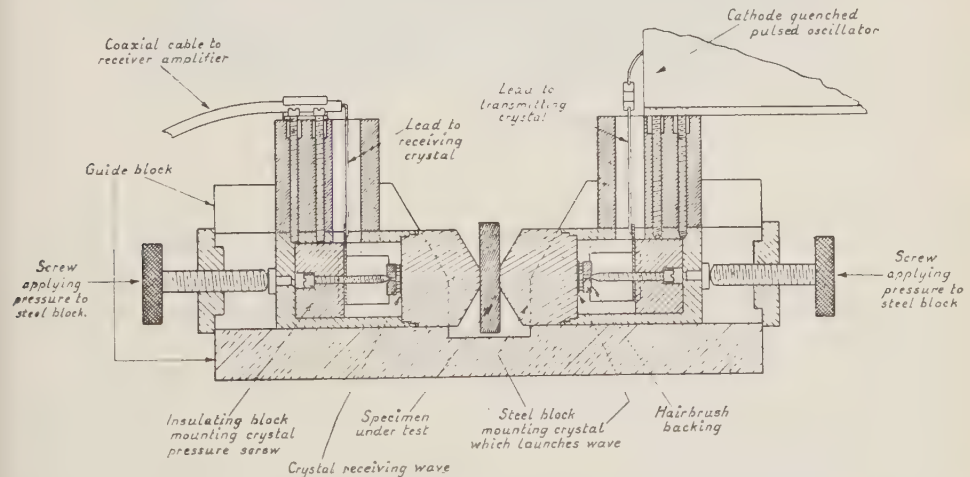


Fig. 5. — Measurement of elastic constants. Equipment for launching and receiving mechanical waves in short specimens to determine travel time.

and the specimen is adequate in diameter, it is then merely necessary to measure travel time as the difference in times of corresponding cross-overs at the starts of the first and second echoes.

A second technique which largely eliminates zero error has the additional advantage that good pressure can be applied at the contact to the specimens without danger of cracking the crystals. This second type of apparatus, which is especially suitable for testing small specimens, is shown in cross-section at Fig. 5 and in the form of a photograph in Fig. 6. The crystals used are clamped onto hardened steel blocks using either of the types of backing of Fig. 3*b* or 3*d*.

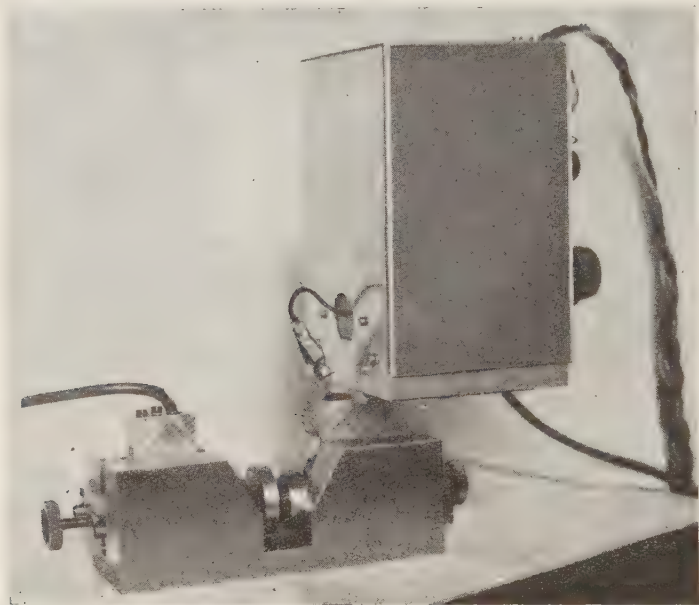


Fig. 6. — Jig for measuring short specimens.

The steel blocks are mounted accurately in slides and can be clamped together directly under fairly high pressure or the specimen can be interposed between them. The difference in the travel times with and without the specimen yields the required travel time in the specimen. Careful analyses of results show that there is a small fixed error due to the extra oil film when a specimen is in position. This error is a fraction of  $10^{-8}$  seconds. Again, equipment of the second type is available for both shear wave and longitudinal wave measurements. The tests can be carried out at either 5 MHz or 15 MHz according to the crystal used. Using this apparatus it is extremely easy for instance to measure the two velocities of shear waves in an *X*-cut cube of quartz merely by rotating the block about the *X* axis through  $90^\circ$ . The device is suitable for use on specimens up to 25 mm in length. Specimens a few mm across can be measured. An interesting case of its use occurred in the investigation of a small section cut from a cold-rolling roll where the depth of

hardening was about 9 mm. It was readily possible to measure the elastic moduli in the hardened layer and well inside the roll. Curiously enough the modulus of rigidity was a few % lower in the hardened part.

### Electronic Equipment Used.

The highly accurate timing of travel to reduce errors below 0.01 microsecond is achieved by carefully designed and rather complex electronic equipment. A block schematic shown in Fig. 7. Its complexity can be judged from the fact that about 80 valves are used in it. Many of the circuit features follow the radar developments during the war especially those concerned with the precision timing of waves for navigational purposes, for instance DIPPY (1946), and gating and pulse forming circuits F. C. WILLIAMS (1946). Certain recently developed features are incorporated, however, which materially assist in attaining highly precise accuracy in measurement. The fundamental timing is based on a low-temperature coefficient 1 MHz quartz oscillator which is subdivided in frequency to provide the various calibration signals, synchronising signals and transmitter drive. Extreme care is taken to reduce jitter well below the level of 0.01 microseconds. The equipment is designed so that one microsecond calibration marks simultaneously appear above and below the main trace on the cathode ray tube screen and these calibration signals traverse the same amplifier chain as the received signal from the output transducer ensuring that no change of delay in the amplifier will alter the relative timing of the received signal and the calibration marks. The composite trace is photographed together with an index number to identify it and the resulting negative is highly enlarged for measurement.

### Results Obtained Using N.P.L. Equipment.

Some of the results obtained are illustrated in fig. 8. Fig. 8*a* shows the transmitter wave form on a fast time base and Fig. 8*b* the corresponding 15 MHz wave form received after travelling in a 10 cm long 10 cm diameter aluminium specimen. Fig. 8*c* shows the received 15 MHz wave with no specimen in the shear wave jig of Figs. 5 and 6 and Fig. 8*d* shows the wave with a mild steel specimen 4.41 mm long in position, the travel time being 1.37 microseconds. Fig. 8*e* shows the received wave in a specimen 6.5 cm long of pure iron of grain size about 170  $\mu$  using 5 MHz crystals and Fig. 8*f* shows the received wave when a quartz specimen 6.5 cm long is used instead. The difference in the wave forms of Figs. 8*a* and 8*b* should be noted. This leads to a zero error while the corresponding error between Figs. 8*c* and 8*d* is very small.



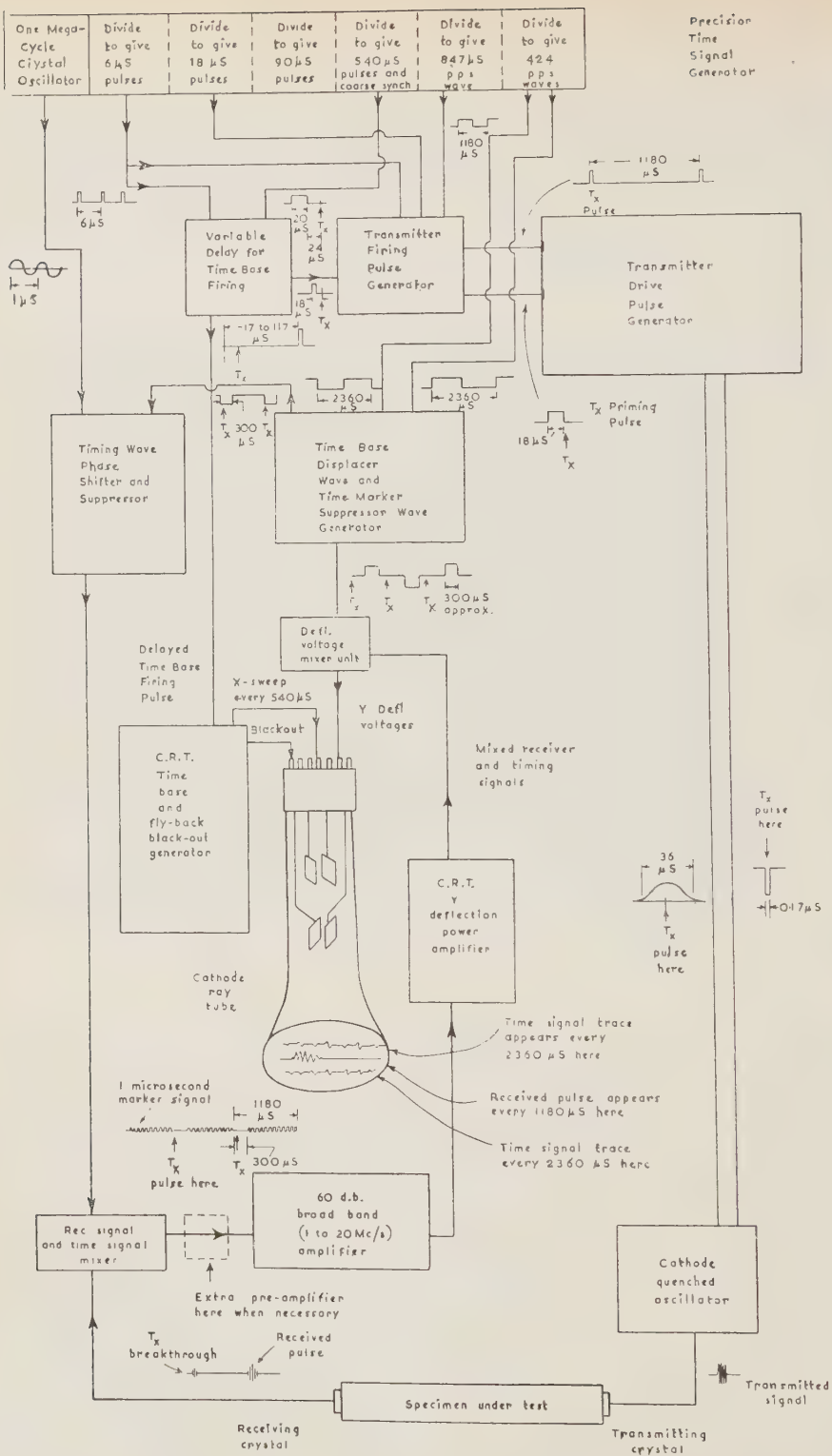


Fig. 7. – Block schematic of N.P.L. Equipment for measuring travel time of mechanical waves.

In the case of the propagation in coarse grained pure iron as in Fig. 8e, although the transmitted wave frequency spectrum is very wide, the upper frequencies are lost by scatter. This is evident by comparison with Fig. 8f. Clearly the interval between two such travel times cannot be measured directly because of this considerable difference in wave form. Consequently, highly accurate measurement of travel time in the iron specimen is not possible in these circumstances.

### **Effect of Diameter/Length Ratio of Solid Specimens.**

So far the assumption has been made that the lateral boundaries of the specimens do not influence the time of arrival of the waves. Ideally this is the case, but serious difficulties arise in practice with long solid specimens because the wave reflected from the boundary is in anti-phase to the direct wave and largely neutralises it. Where  $N$  is the diameter of the specimen in wavelengths, for any length exceeding  $4N^2$  wavelengths there will be a serious loss of amplitude even of the first rise («  $x$  » in Fig. 2e) and difficulty in measuring travel time may result.

### **Measurements of Absorption or Scattering in Solids Using Diffracted Waves and a Pulse Technique.**

When a piezoelectric crystal radiates mechanical waves into a body and a portion of the radiation is picked up at a second crystal, the signal received is a function of (1) distance between the crystals, (2) the size and disposition of the crystals and their frequency, (3) the density and velocity in the medium, (4) the properties of the films or joints between crystals and the specimen and (5) the absorption and scattering of the intervening path, (6) the influence of reflected waves from the lateral boundaries of the specimen, (7) the electrical input and output networks.

The first three factors together with factor (7) are subject to measurement and calculation and by choosing a large enough diameter/length ratio the effect of factor (6) can be eliminated. The two factors which remain are the desired attenuation characteristic and the effect of joint films or cements. It can be shown that the presence of an imperfect joint between crystal and specimen causes a departure from the normal overall band-width of the system and also alters the input impedance of the transducer. It should be remembered that a really bad joint may also seriously distort the polar diagram of the radiator so that it is desirable to be able to detect such cases and reject results in which they may have influence.

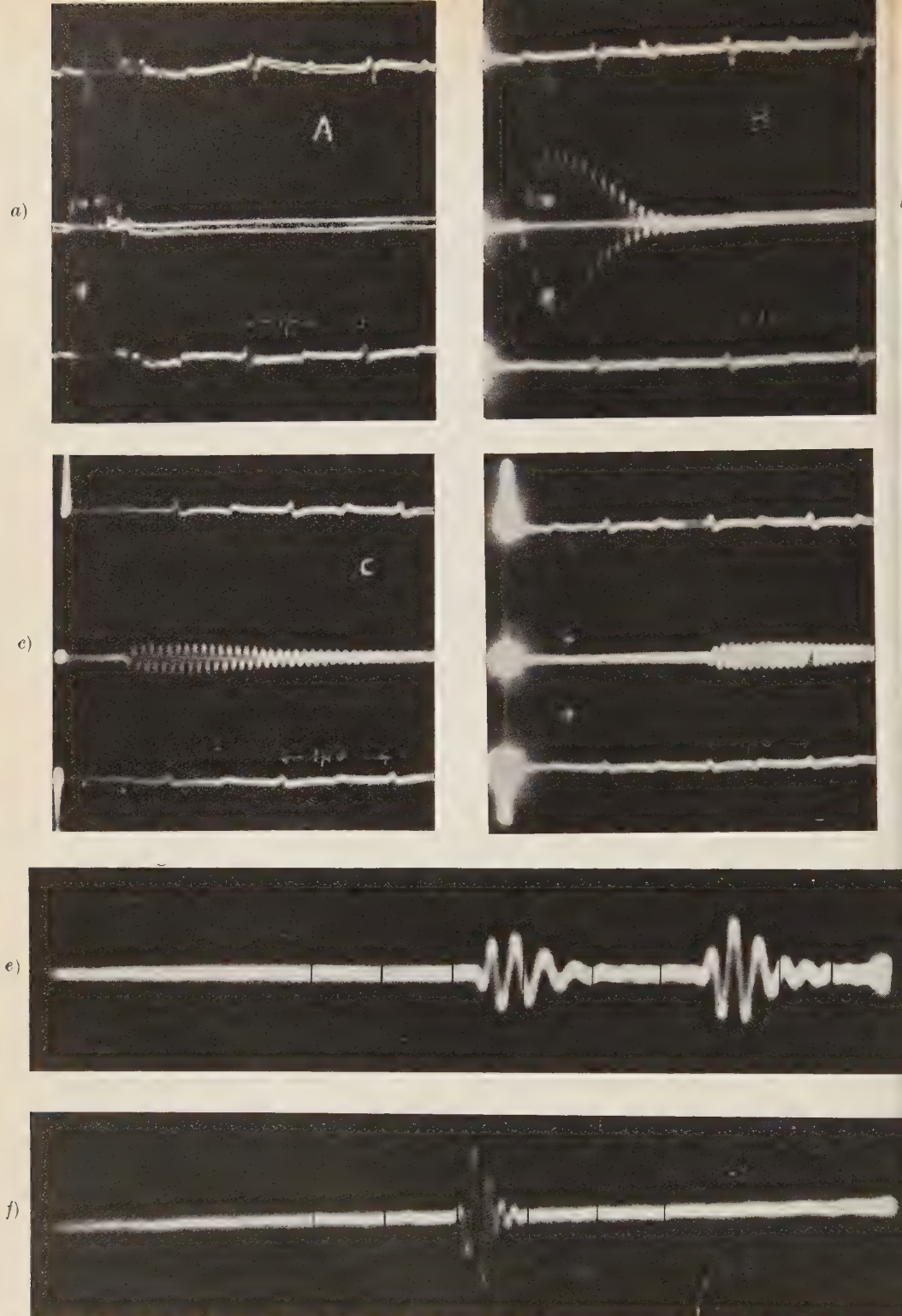


Fig. 8. — Photographs of Cathode Ray Tube Traces.

- a) Transmitted waveform. b) Received waveform. c) Shear wave jig. No specimen.  
 d) Shear wave jig. 4.41 mm specimen. e) Waves in pure iron. (5 MHz Crystals).  
 f) Waves in fused quartz. (5 MHz Crystals).

In certain circumstances it is possible to use pulse excitation of a crystal in situ while the crystal is connected in a bridge circuit so that the working impedance can be measured; in other cases the overall band-width of the mechanical system can be measured by varying the frequency of a fairly long pulse injected into the system making due correction for any departure from aperiodicity of the rest of the electrical circuits.

The above represents a complicated procedure which we have carried out but which is naturally likely to be very laborious. Comparison of attenuation in specimens of identical shape and of nearly the same density and velocity is much easier and we have used standard fused quartz cylinders, standard magnesium cylinders and standard hard steel cylinders in this way. The evaluation of the characteristics of these comparison standards will, when complete, provide much data on the absolute values of attenuations in solids which have been measured relative to these sub-standards.

To summarise concerning measurement of velocity and absorption in solids using ultrasonic waves with either guided or diffracted propagation, accurate velocity measurement is possible with either technique although much more difficult with diffracted waves where the specimens are long and thin. The guided wave technique is distinctly easier than the diffracted wave method for measuring absolute absorption although comparison of the absorptions in suitable specimens using diffracted waves can be carried out accurately without much difficulty.

### **Use of Pulse Diffracted Waves in Liquids.**

The use of pulsed diffraction waves in solids as summarised above is far more difficult than is the case for liquids. Great advances have been made in the use of these methods in liquids for accurate measurement of velocity and absorption, the emphasis being, however, on the latter. The electronic equipment developed at the National Physical Laboratory for measuring travel times of ultrasonic waves in solids has been applied to the measurement of travel times in liquids and it appears that very highly precise results can be obtained in this way. Fig. 9 shows the apparatus used. The techniques for absorption measurement are well known (see, for instance, J. M. M. PINKERTON (1949 *a*, 1949 *b*) and need not be discussed further here.

Acknowledgment is made to the Director, National Physical Laboratory, for permission to publish this paper. Crown copyright of the figures and illustrations is reserved. The author desires to acknowledge the assistance rendered by Mr. R. J. ROYDS in constructing much of the electronic equipment described herein.



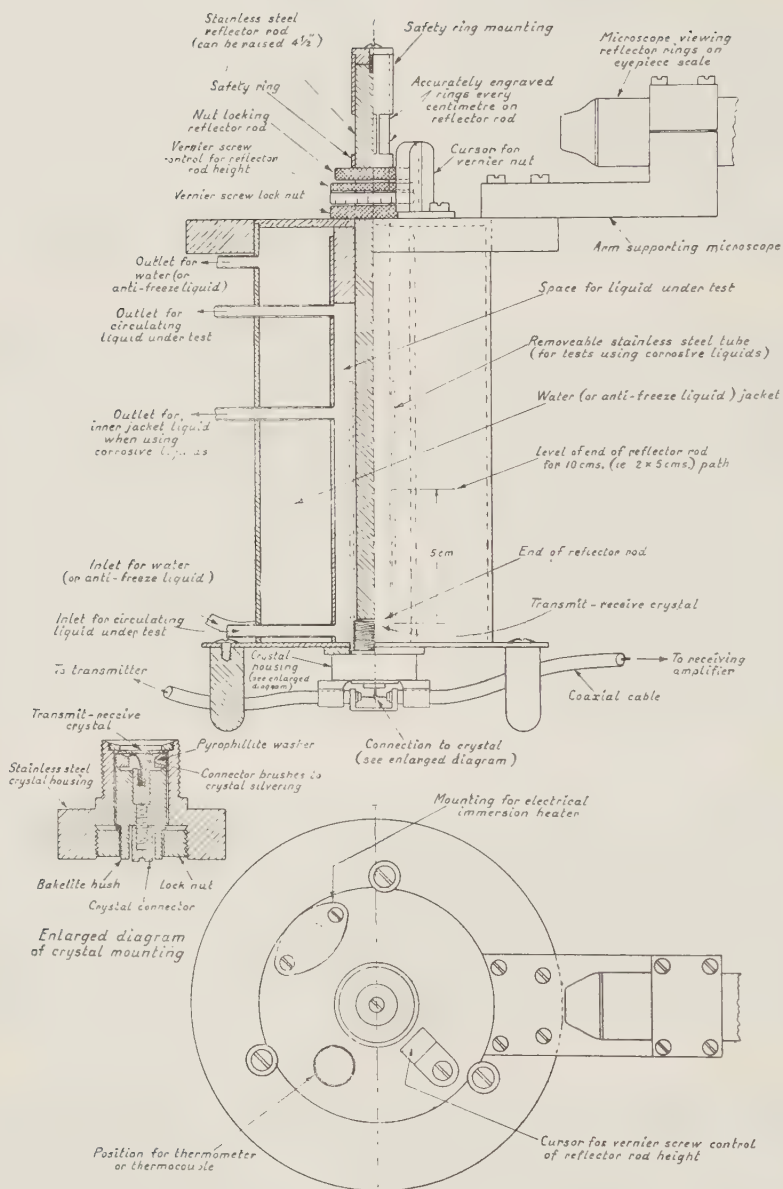


Fig. 9. -- Equipment for precision measurement of travel time of ultrasonic waves in liquid at controlled temperatures.

## REFERENCES

- L. BERGMANN: *Der Ultraschall* (S. Hirzel Verlag, Stuttgart, 1949).  
W. T. COOKE: *Phys. Rev.*, **50**, Dec. 15 (1936); W. T. COOKE and W. F. BROWNE: *Phys. Rev.*, **50**, Dec. 15 (1936).  
E. J. DIPPY: *J.I.E.E.*, **93**, 111 A, 468 (1941).  
E. GIEBE and E. BLECHSCHMIDT: *Ann. der Phys.*, **5**, 18, 417 (1933).  
E. GIEBE and A. SCHEIBE: *Zeits. f. Phys.*, **46**, 9-10, 607 (1928).  
R. F. S. HEARMON: *Rev. Mod. Phys.*, **18**, 409 (1946).  
A. J. KING: *Bell. Syst. Tech. Journ.*, **2**, 4, 31 (1923).  
J. LAMB and J. M. M. PINKERTON: *Proc. Roy. Soc.*, A **199**, 114 (1949).  
J. M. M. PINKERTON: *Proc. Phys. Soc.*, B. **62**, 129 (1949 *a*).  
J. M. M. PINKERTON: *Proc. Phys. Soc.*, B. **62**, 286 (1949 *b*).  
S. L. QUIMBY: *Phys. Rev.*, **25**, 558 (1925).  
T. A. READ: *Phys. Rev.*, **58**, 371 (1940).  
F. C. ROSE: *Phys. Rev.*, **49**, 50 (1936).  
R. J. URICK: *Journ. Ac. Soc. Am.*, **20**, 3 (1948).  
F. C. WILLIAMS: *J.I.E.E.*, **93** 111A (1946).

## Some Experiments with Barium Titanate.

G. BRADFIELD

*National Physical Laboratory - Teddington*

### General.

In the past materials possessing piezoelectric properties have been in the form of single crystals and, when cut, their directional properties both as regards elasticity and piezoelectric effects have been fixed and unchangeable apart from deliberate damage due to mechanical, thermal or electrical mal-treatment.

Barium titanate represents a new class in which this limitation does not apply, for the most usual form of the material is polycrystalline, the grains being small and randomly oriented. After manufacture, which is along ceramic lines, the material can be polarised in any desired direction and then exhibits pronounced piezoelectric effects. These are most commonly of the longitudinal type but shear strains and oscillations can also be produced. A convenient measure of piezoelectric activity of any material is the relation of the stored mechanical energy arising from polarisation to the stored electrical energy. A comparison of this type between the new material, quartz, ammonium dihydrogen phosphate and (magnetic energy) nickel, is given in Fig. 1. This is based on a common direction of stress and of polarisation in the barium titanate. The very great energy of the latter and also its very favourable mechanical/electrical energy ratio is at once apparent.

### Barium Titanate Properties compared with Magnetostriction Phenomena.

The non-linearity and hysteresis effects which are present in barium titanate invite comparison with magnetic and magnetostrictive phenomena. While many points in this comparison are similar, there are some very definite differences. An important difference is of course that titanates break down if the applied field rises too high but no such breakdown occurs with magnetic materials. Accordingly magnetic materials may be taken up to saturation

but titanates cannot, and saturation effects are not very apparent with the latter. A second difference, and one which simplifies the study of titanates, is the absence of eddy currents which complicate dynamic magnetic investi-

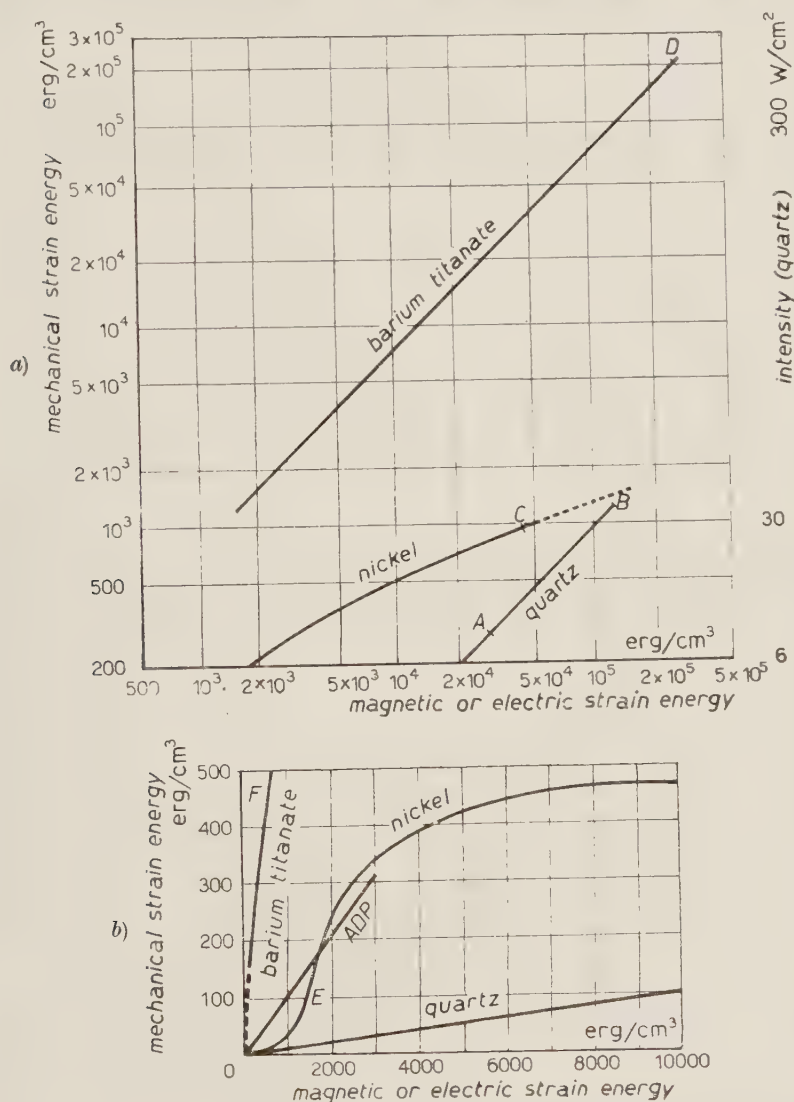


Fig. 1. - *a*) Comparison of mechanical and electric or magnetic strain energies for various materials. (High levels). *b*) Mechanical and electric or magnetic strain energies. (Low levels).

gations; however, domain structure and hysteresis effects seem very similar. Lastly in this catalogue of differences, the times which magnetic and ma-



gnetostriiction effects take to establish themselves seem distinctly shorter than with corresponding titanate phenomena.

### Creep and Polarisation Phenomena with Titanates.

This creep effect is illustrated first by Fig. 2, which deals with a slightly impure variant of barium titanate. The sub-figure *A* shows in full line a repeatable cycle of tests of piezoelectric constant against field. This cycle

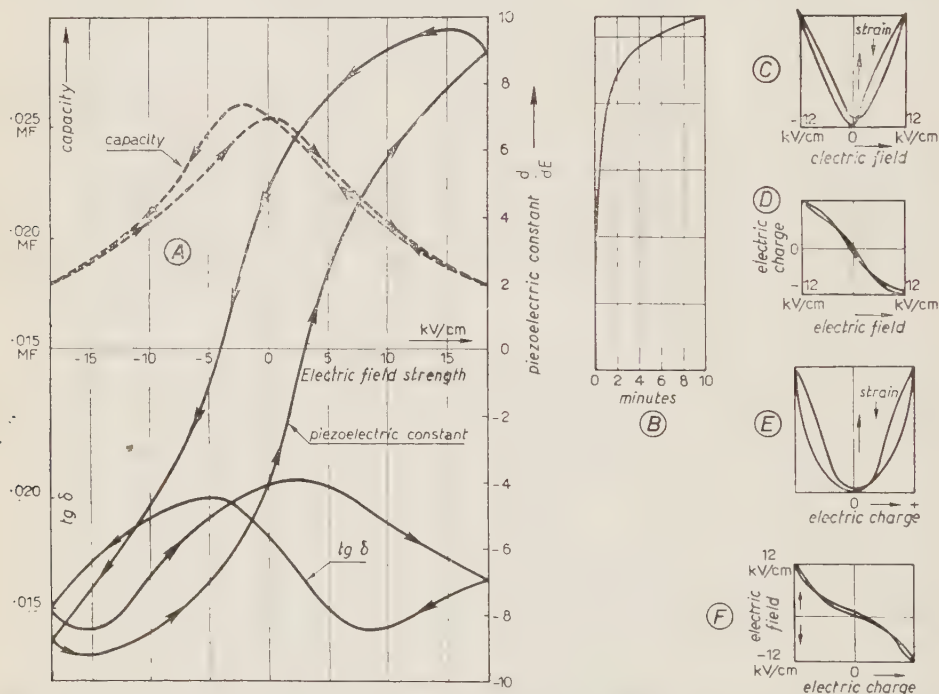


Fig. 2. Polarisation cycle on H 11 barium titanate (with a few % impurity). Creep characteristic and fast strain-field cycles.

took about two hours to carry out. During the tests the soak or creep effect resulted in a progressive rise at each field point. Sub-figure *B* shows this drift in the value of piezoelectric constant with time for a fixed applied field of about 18 kV/cm and it would appear that some process with a relaxation time of several minutes is taking place. A comparison was made with the course of the capacity change with time of polarisation and it was found that this proceeded about 6 times faster than the piezoelectric constant change. In Fig. 2A the capacity shows less hysteresis than the piezoelectric constant or the loss angle. Undoubtedly the values of these quantities are all three

largely governed by the value of the electrical displacement rather than by the electric field, but it seems clear that the process of domain growth for capacity change is not identical with the process responsible for piezoelectric constant or loss angle change. This experiment throws some light on the nature of these processes: it would appear that the orientation for piezoelectric effect has two degrees of freedom and therefore changes slower than the dipole component of the dielectric constant whose change involves only one degree of freedom. It also seems to mean that the electrical loss is associated with internal mechanical movement under the action of the internal piezoelectric forces.

The figures *C*, *D*, *E* and *F* represent strain versus electric field, charge i.e. electrical displacement versus field and strain versus electric charge or displacement and were all taken at 500 p.p.s. i.e. about four million times faster than curve *A*. The hysteresis is only a fraction of what it was and for these fast changes the field strength seems to govern the mechanical strain in much the same way as does the electric displacement.

### Effect of Admixtures.

The properties of this material are quite sensitive to the presence of amounts of impurities of the order of a few per cent and Fig. 3 illustrates the creep effect for pure barium titanate in comparison with that for an admixture containing a few per cent of clay. It is apparent that this small amount of impurity increases the coercive force of the material considerably. 4% and 8% admixtures of lead titanate have already been discussed by MASON (1949) and we have confirmed similar effects on these (see Fig. 3*a*). The coercive force with the above few per cent of impurity is about twice that of pure barium titanate (see Fig. 3*b*) while that for 4% lead titanate is greater by a factor of about  $\times 2.25$  and 8% lead titanate greater by a factor of about  $\times 3$ . With as much impurity as this, however, the piezoelectric properties seem to be somewhat poorer. The Curie point is raised by the lead titanate admixture and this is an advantage for many applications.

The decay of the polarisation of these titanate admixtures, a very important property in certain practical applications of them, appears to be less pronounced the higher the coercive force.

### Piezoelectric Constants.

Before ending these remarks on the physical properties of titanate materials, attention is drawn to the present looseness of terminology in regard to their piezoelectric constants. The crystalline group is Voigt's Hemimorphe

Hemiedrie (23) (VOIGT, p. 831 (1928)) and it is thought that a system of three independent constants should be adopted based on an assumed main polarisation in the  $X$  direction. There would thus be a thickness coefficient  $d_{11}$ , the length-

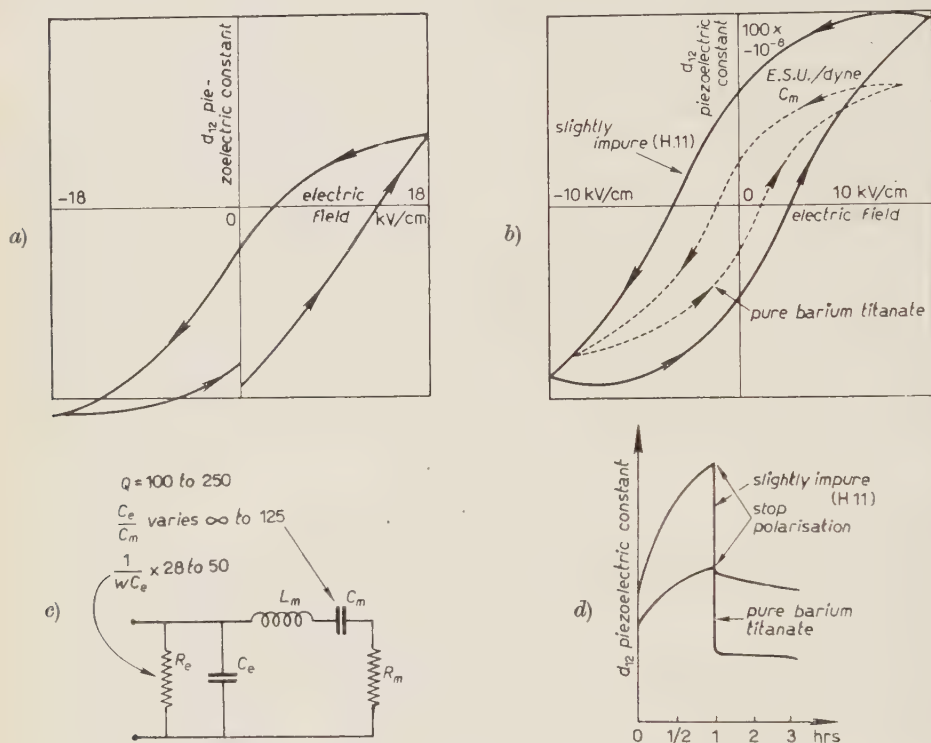


Fig. 3. — Polarisation effects on variants of barium titanate.

a) Polarisation cycle. Mixture containing 92% barium titanate, 8% lead titanate. Pre-polarisation: cooled from 140 °C under 18 kV/cm. b) Comparison of polarisation cycles of barium titanate and slightly impure (H 11) impure. c) Equivalent circuit of rod barium titanate transducer. d) Growth and decay of piezoelectric constant at a polarisation approx. 10 kV/cm.

wise coefficient  $d_{12}$  applicable to the extension of rods, ( $d_{12}$  and  $d_{13}$  being equal) while the shear coefficients  $d_{26}$  and  $d_{35}$  would also be equal. A single set of coefficients would be needed for a given polarisation process and a given mixture.

### Forms of Barium Titanate Transducers.

The fact that this material can be polarised in any direction and indeed in different directions in different parts of the same specimen opens the way to important advances in the design of piezoelectric transducers. A further

advantage of barium titanate arises from its insensivity (in the unpolarised state) to very high temperatures. Very tenacious metallising can be applied to it at high temperatures.

In Fig. 4 are illustrated various forms which this material can take.

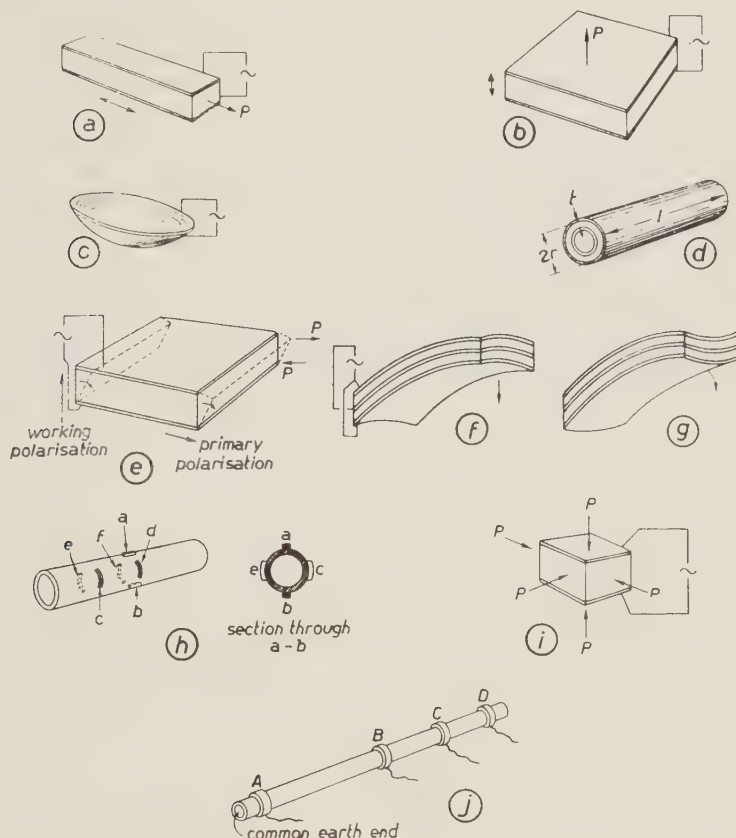


Fig. 4. — Types of barium titanate transducer.

a) Rod piezoelectric transducer (longitudinal). b) Thickness piezoelectric transducer (longitudinal). c) Grützmaier transducer, thickness vibration. d) Tubular transducer, thickness vibration. e) Shear or transverse wave transducer. f) and (g) Longitudinal type bilamellar transducers. (« f » barium titanate) (« g » alternative to barium titanate). h) Torsional transducer. (\*) i) Bulk or hydrostatic pressure transducer. j) « Long » type piezoelectric transducer.

The simplest is the rod form of Fig. 4a. At a polarising field of 10 kV/cm, the  $d_{12}$  constant is about  $2 \cdot 10^{-6}$  cm/E.S.U. (potential) compared with a figure

(\*) In Fig. 4 h, a and b should be shown midway between the axial positions of ee and df.



of  $6.9 \cdot 10^{-8}$  for quartz. The electrical loss angle is .020 to .030. An interesting difference from quartz is the very high internal friction which yields mechanical  $Q$  figures (see the equivalent circuit of Fig. 3c) of 100 to 250 at normal polarisation i.e. an attenuation constant of .012 to .031 neper per wavelength (see Fig. 3(c)). The transducer of Fig. 4b oscillates in thickness mode, a 2.5 MHz transducer being about 1 mm thick. The Grützmacher oscillator in Fig. 4c shows the advantage of this material in allowing the polarisation to be everywhere normal to the curved faces, a condition impossible of attainment with quartz. Fig. 4d pursues this advantage, the form being tubular with electrodes on the inside and on the outside. This transducer can of course oscillate in either of three modes, lengthwise, radially or in thickness, the coupling coefficient  $d_{11}$  being very much higher in the latter case.

Shear mode transducers in this class of material are less easy to produce. As MASON (1948) suggested, we have silvered the ends of a block as in Fig. 4e, polarised it, dissolved off the silver, reapplied the silver to the faces at right angles and have obtained shear mode oscillations by energising these new electrodes.

We have devised a new type of transducer which oscillates torsionally. One of these is sketched in Fig. 4h. We polarised the electrode pair «cd» for a few hours at 10 kV/cm and repeated the process with «fe» i.e. in the opposite direction axially. When tested on electrodes «b» a good, strongly coupled torsional oscillation was obtained. With «c» connected to «f» and «d» to «e», this pair would, when energised set the transducer into longitudinal oscillation. It was also found possible to energise «f» to «d» causing oscillations longitudinally and picking up an output on the electrodes «c» and «e». These frequencies of oscillation bore the ratio  $\sqrt{2(1 + \sigma)}$  and the value of Poisson's ratio  $\sigma$  so obtained was 0.28. This oscillator is of course operating with a very similar mechanism to the Wiedeman effect in nickel.

In bilamellar form the material has very favourable properties because of the symmetry of its piezoelectric coefficients enabling an assembly to take the shape of Fig. 4f on polarisation, which is more suitable for microphone applications than the shape of Fig. 4g which asymmetrical materials tend to give. Although the active constant  $d_{12}$  in this case is about 5 times smaller than for rochelle-salt, excellent results have been obtained with titanate materials. These materials can act as hydrostatic pressure transducers as in Fig. 4i because  $d_{11} + 2d_{12}$  is not zero and we have obtained excellent results with such a microphone element a few millimetres square in water. The final form of transducer shown is that in Fig. 4j and is one specially suited for pulse work. A barium titanate tube 5 to 15 cm long and a few mm in diameter is silvered inside and provided with four rings of silvering A, B, C or D outside. If now, after polarising, an electrical pulse be injected at A, mechanical waves propagate in either direction and cause potentials to appear successively at B,

*C* and *D*. Thus a very simple yet very effective delay for pulse work is available. The attenuation is not excessive being about 6.5 nepers for a 12 micro-second delay. It is possible to operate effectively above the critical frequency of radial resonance.

### Concluding Remarks.

Concluding these remarks on barium titanate, there seems little doubt that it will be of great value as a robust, non-hygroscopic replacement for materials like rochelle-salt especially in bilamellar form for microphones, gramophone pick-ups and loudspeakers. For high intensities with pulse excitation it appears most promising, for instance for ultrasonic flaw detection, although for continuous operation care has to be taken in design to reduce the effects of internal heating due to its own high internal friction.

In its present form only about 10% of its domains are aligned and if a method of overcoming this limitation can be found, we can look forward to still more interesting developments in its use in the future.

This paper is published by permission of the Director, National Physical Laboratory. Crown copyright of the figures and illustrations is reserved. Appreciation is expressed of the valuable help given by the United Insulator Co. Ltd., in particular of Mr. R. H. ROBINS of that Company in preparing specimens described herein. The author desires to acknowledge the assistance of Mr. E. P. H. WOODROFFE who made many of the measurements incorporated in this work.

### REFERENCES

- W. P. MASON: *Phys. Rev.*, **74**, 1134 (1948).
- W. P. MASON: *Bell Telephone Record* (Aug. 1949).
- W. VOIGT: *Lehrbuch der Kristallphysik* (B. G. Teubner, Leipzig, 1928).

## Onde di viscosità e reticoli ultrasonori.

A. CARRELLI e G. BRANCA

Com'è ben noto nei liquidi possono aversi onde trasversali di viscosità. Tali onde sono state studiate recentemente dal MASON, in vari mezzi dotati di molecole molto complesse, usando oscillazioni ultracustiche torsionali, e compiendo le misure con metodi elettrici.

Si è voluto allora indagare se è possibile osservare queste onde con sistemi più diretti, ed utilizzando metodi ottici. In primo luogo si è stabilito che almeno con liquidi molto viscosi per la presenza di tali onde di viscosità devono aversi in un mezzo percorso da un fascio ultrasonoro particolari manifestazioni ottiche che sono appunto allo studio. Effetti interessanti possono anche aversi se nel liquido attraversato del fascio ultrasonoro s'è immersa una lamina oscillante, con opportuna frequenza, la quale genera appunto le onde di viscosità: con liquidi dotati di doppia rifrazione accidentale sono inoltre da prevedere particolarità che sono in realtà state riscontrate.

## Su alcune particolarità dei reticoli ultrasonori.

A. CARRELLI e F. PORRECA

Determinando con il metodo fotografico la distribuzione d'intensità nella figura di diffrazione prodotta da un reticolo ultrasonoro si è potuto accertare, usando una fenditura molto larga come si usa in casi analoghi in Spettroscopia, la presenza di un allargamento delle righe della luce diffratta in alcuni particolari liquidi. È risultato che tale allargamento non è dipendente da un effetto termico, perchè non è in relazione con l'aumento di temperatura prodotto dall'assorbimento del fascio ultrasonoro, e che non scompare immediatamente, eliminata nel mezzo la presenza del fascio ultrasonoro. I liquidi analizzati finora, che presentano questa peculiarità, hanno tutti molecole molto complesse (glicerina e acqua, etilpoliglicolo, ecc.).



## **An Apparatus for Determining Both the Dynamic and Static Magnetostrictive Properties of Rods of Ferromagnetic Materials under Various Polarising Fields and at Various Temperatures.**

J. C. COOK

*Physics Department, Imperial College - London*

Previous investigations on the dynamic study of magnetostriction carried out notably by PIERCE [1], BLACK [2], SMITH and BUTTERWORTH [3], and latterly by DEVÈZE [4] do not appear to have covered the subject very adequately either from a theoretical or a practical point of view, and the present work was undertaken to make a more comprehensive survey of the whole field and to correlate dynamic and static measurements.

The importance of sufficient experimental data on magnetostrictive vibrators cannot be over emphasised, as their present day usage as a convenient source of powerful oscillations in the lower ultrasonic acoustic spectrum (5 to 60 kHz) is widespread. The information required for the design of a successful transducer covers a wide field. Firstly, a knowledge of the absolute amplitudes of vibration involved when a given transducer, feeding into a given medium, is subjected to a known driving force. This driving force may be stated in terms of an impressed alternating field of amplitude  $\delta H$ , the resulting effective induction  $\delta B$ , or the effective power input. The word effective here refers to the fact that considerable energy may be dissipated in the oscillating elements due to eddy currents which also screen the centre of the specimen from the full effect of the driving induction. Secondly, a knowledge of the variation of the vibrational amplitude with the parameters of static polarising field and temperature enables the transducer to be polarised at the field strength requisite for a maximum amplitude and the vibrating element to be maintained at a suitable temperature for high efficiency. Furthermore a knowledge of the temperature and field strength variation of the elastic properties and  $Q$  of the mechanical system is necessary in estimating the frequency and damping respectively of a magnetostrictive element under prescribed conditions.

Since static as well as dynamic observations must necessarily be taken in

any comprehensive investigation into magnetostriction it is convenient to have a single apparatus capable of measuring both characteristics. The author's apparatus was designed to meet these requirements and it is capable of measuring dynamic amplitudes down to  $2 \cdot 10^{-7}$  cm over a range of frequencies from 1,000-16,000 Hz with an accuracy of about 5%. Statically, results may be taken with a similar accuracy down to  $1 \cdot 10^{-7}$  cm.

The basic principle is that of the WHIDDINGTON [5] electronic ultramicro-meter, in which the change of length  $\delta l$  of a ferromagnetic specimen caused by an alteration  $\delta H$  in the polarising field  $H$  causes a change of plate separation of a parallel plate condenser located at one end of the specimen. This condenser is part of the tuned circuit of a primary oscillator and thus any change in its value will cause a variation of the frequency of the oscillator. The method usually employed to detect this frequency change, the heterodyne beat method, is unsuitable for dynamic work and in this apparatus is replaced by a discriminator circuit.

As the primary oscillator, a transitron circuit is used since it combines very good stability with excellent waveform. For static work the stability of this oscillator is of great importance as any frequency fluctuation will be recorded as an effective change in length of the specimen. After the oscillator has been allowed to warm up for about half an hour, the frequency stability is such that no change can be detected in the discriminator circuit. The stability over long periods of time has been demonstrated by the ability to obtain repeatable magnetostrictive hysteresis curves.

The oscillator output is amplified and passed through a limiting stage to prevent amplitude modulation influencing the discriminator circuit, which gives a linear frequency-voltage characteristic with a band width of about 200 kHz. In the static measurements, the voltage recording device used is a microammeter in series with a large resistance, while a Cathode Ray Oscillograph is employed in the dynamic observation. To ensure that the Oscillograph circuit will always present an infinite impedance in both static and dynamic cases so that the discriminator will be equally loaded, a cathode follower is placed in parallel with the ammeter. Following this, there are two stages of push-pull amplification before the signal is finally fed into the oscilloscope amplifiers. This high degree of amplification (about 80 000) permits vibrational amplitudes to be measured at frequencies far removed from resonance.

A diagrammatic representation of the apparatus is shown in Fig. 1.

The specimens themselves, rods about 18 cm long and 1.25 cm in diameter, are supported vertically at their central node by means of a rubber ring and surrounded by two magnetising coils, one covering the lower half of the bar and one the upper; these coils being each longer than the half length of the bar in order to obtain a uniform magnetic field. The coils, in addition to carrying the polarising current, are made to carry the driving current which

is fed from an oscillator via a 50 watt stage of power amplification. This current is measured by means of a valve voltmeter across a non-inductive resistance and checked by a hot wire ammeter.

A feature of the mechanical design is the moveable upper condenser plate

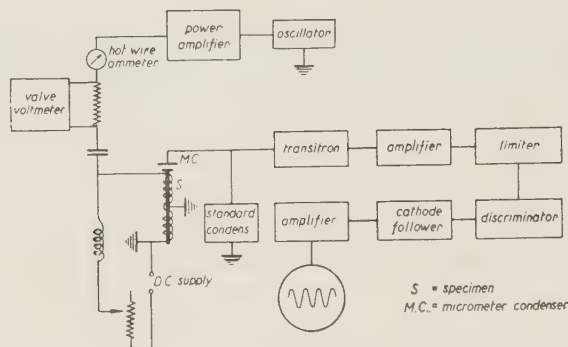


Fig. 1.

which is attached to a micrometer head for calibration purposes, the whole being moveable in a vertical plane along three massive brass rods. The plate can thus be lowered into the driving coils to a suitable distance from the upper end of the bar which is used as the lower condenser plate.

The problem of heat control is complex. In the dynamic case, much more heat is actually produced in the rods by the eddy current effect than is produced in the surrounding coils by the ordinary Joule effect. A thermocouple

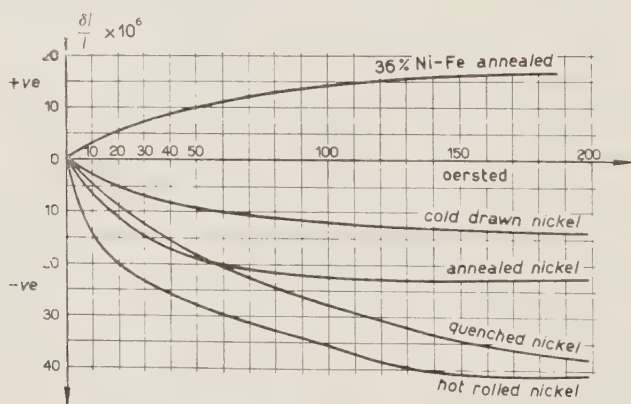


Fig. 2.

held at the node of the bar registers its temperature, which is kept within suitable limits by limited driving to ensure there is no decrease in the effect to be measured.

Statically, the effect of the Joule heat is much more serious and it must, therefore, be removed from the vicinity of the specimen. To accomplish this an electromagnet was used with adequate water cooling, the specimen just passing between holes in the pole pieces. The field here was measured by means of a magnetic potentiometer.

Some results obtained with this apparatus, both static and dynamic are shown in Figs. 2, 3 and 4.

Fig. 2 shows results obtained on the static magnetostriction of a 36%

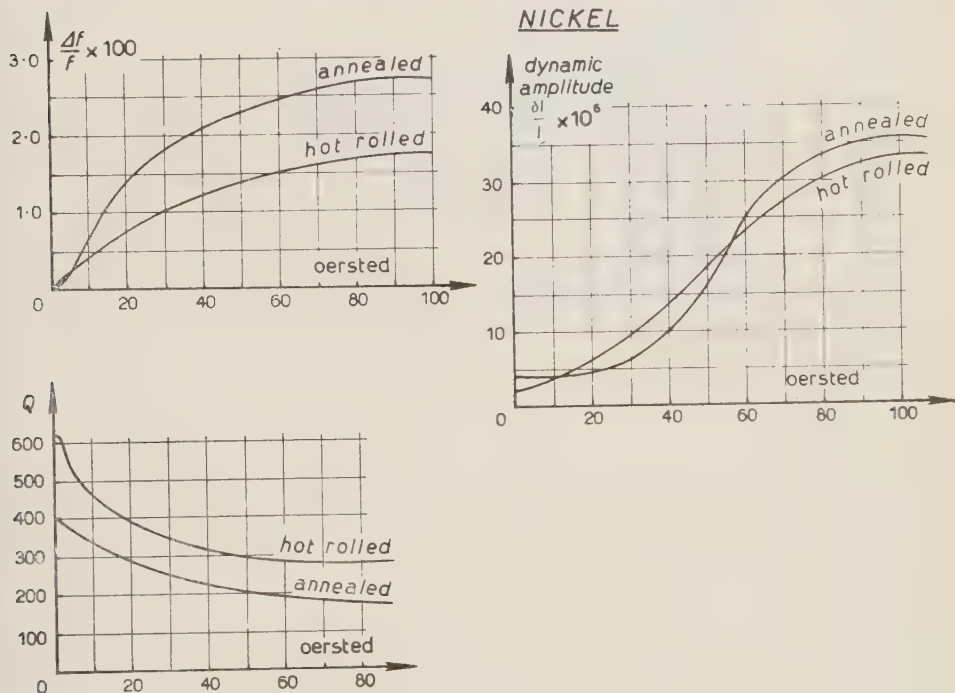


Fig. 3.

Ni-Fe annealed specimen, and Nickel in various forms of heat treatment. The large differences which occur in the Nickel specimens are a noticeable factor. While the saturation value for hot rolled Nickel was found to be  $= 38 \cdot 10^{-6}$ , for cold drawn Nickel a value of only  $= 14 \cdot 10^{-6}$  was found. The result for the cold drawn Nickel and the quenched Nickel were obtained on the same specimen, the quenching being carried out in water after the cold drawn specimen had first been heated to 850 °C.

In Fig. 3, Dynamic results are shown for specimens of hot rolled and annealed Nickel. Graphs are plotted showing the change of resonant frequency, dynamic resonance amplitude and mechanical  $Q$  with the static polarizing field. In each case, the curves are very similar, but show distinct dif-



ferences in absolute effect. The plot of resonance amplitude against polarising field is perhaps the most interesting and shows that a maximum is reached in both cases for fields of about 120 gauss, and at higher fields the amplitude begins to diminish.

The temperature effect has already been referred to and experiments have been carried out to determine the effect of this on the amplitudes of oscillation.

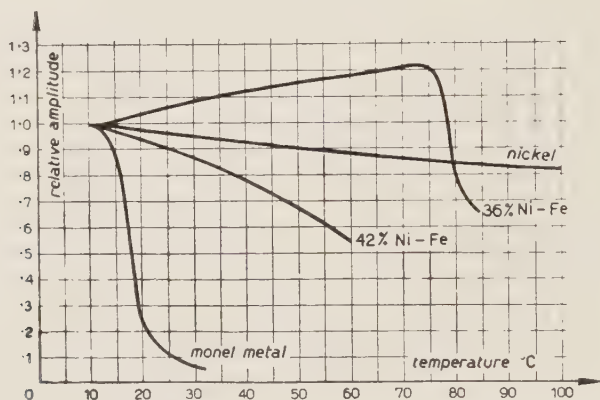


Fig. 4.

Four materials are illustrated in Fig. 4. Reducing the amplitudes to a value unity at 10 °C, the relative amplitudes are plotted against temperature. For Nickel, very little temperature effect was recorded and at 100 °C the amplitude had fallen to about 0.8 of that at 10 °C. All other materials tested, however, showed a marked decrease in amplitude. In monel metal for example, the amplitude decreases to about 0.1 with a rise in temperature of 20 °C. Monel metal has, of course, a very low Curie point, about 80 °C, and, as has been shown by WILLIAMS [6], in this range of temperature the permeability is also falling very rapidly; 36% Ni-Fe was at first found to give a slight increase in amplitude with temperature and then fall off rapidly at about 80 °C, while 42% Ni-Fe shows a steady decrease with rising temperature. From these curves it is thus possible to deduce the safe limit of temperature rise for any given experimental condition.

This brief survey of the data that it is possible to obtain with this instrument shows it to be capable of producing practically all the information required in the design of successful transducers.

One further measurement that it is intended to carry out with this instrument is that of metal fatigue. GAINES [7] reported that he managed to rupture tubes by means of magnetostrictive oscillation, and it seems very probable that this effect of fatigue will have a great bearing on the successful

design of high power generators. The advantage of magnetostrictive oscillation over other methods of fatigue testing is its extreme speed, many millions of cycles being possible in a short time. An X-ray study of the material as it approaches its fatigue breaking point should provide additional information complementary to the magnetic studies.

## REFERENCES

- [1] G. W. PIERCE: *Proc. Am. Acad. Arts a. Sci.*, **63**, 1 (1928).
- [2] K. C. BLACK: *Proc. Am. Acad. Arts a. Sci.*, **63**, 49 (1928).
- [3] F. D. SMITH and S. BUTTERWORTH: *Proc. Phys. Soc.*, **43**, 166 (1931).
- [4] H. DEVÈZE: *Thesis presented at Paris University* (1949).
- [5] R. WHIDDINGTON: *Phil. Mag.*, **40**, 634 (1920).
- [6] S. R. WILLIAMS: *Phys. Rev.*, **29**, 000 (1927).
- [7] N. GAINES: *Physics*, **3**, 209 (1932).

## Dependence of Ultrasonic Absorption on Intensity and the Phenomenon of Cavitation.

F. E. Fox

*Catholic University of America - Washington, D.C.*

### Introduction.

In order to obtain consistent reproducible values for the coefficient of absorption of sound waves in liquids the measurements must be made at low intensity: for water this threshold [1] intensity has been placed at approximately 0.04 watts  $\text{cm}^2$ . The value of  $2\alpha/\nu^2$  ( $\nu$  is the frequency and  $2\alpha$  is the intensity absorption coefficient in nepers per cm) is approximately  $45 \cdot 10^{-17}$  below this level, but increases for higher intensities. It has been suggested that the higher absorption is due to cavitation even though visible cavitation does not occur until much higher intensity is reached. To check this connection more quantitative data are needed both on cavitation and the variation of sound absorption with intensity. It was thought that one might detect the presence of such incipient cavitation by light scattering experiments, but preliminary experiments at the Catholic University have not clearly demonstrated increase in light scattering in the presence of an intense sound field. Experiments were then undertaken to determine the dependence of the absorption coefficient upon intensity over a wide range of intensities. It is necessary to know the quantitative dependence of the absorption coefficient on the sound intensity before one can develop a theory or plan decisive experiments to determine the reason for this dependence.

### A) Light Scattering Experiments.

Even though the light scattering experiments were not conclusive in demonstrating a marked increase in light scattering by a liquid when subjected to sound intensity of more than a watt/ $\text{cm}^2$ , the observations have not been

---

(<sup>1</sup>) This research was aided by the Office of Naval Research Contract N6 ONR-255

entirely negative, but have indicated precautions that must be taken in future work with more refined equipment.

The first observations were made with ordinary distilled water. A beam of light from a high intensity carbon arc was focused in a region in the liquid traversed by a one megacycle sound beam whose intensity was certainly greater than one watt/cm<sup>2</sup>. Visual observations were made perpendicular to both the sound and light beams. No effect was noticed when the sound beam was turned on and off, except a rapid flow of many small pinpoint light scattering « particles » that were present before the sound beam was turned on. When still higher intensities were used visible cavitation began, although it did not appear until the sound had been on for at least ten seconds. Since the presence of a large number of such bright scattering particles might have masked a small change in scattered light precautions were taken to remove these « bright scatterers ». This was done as described by MARTIN [2]. Triple distilled water is sealed in a double bulb container under its own vapor pressure after having been boiled under vacuum to remove absorbed gases. This water still had a large number of the bright scatterers present and these can be removed from one bulb (*B*) by a repeated slow distillation from bulb *A* to *B* (maintaining a temperature difference of about 10 °C). The distilled water is used to wash out *B* and poured back into *A*, from which it is again distilled slowly into *B*. After several such operations the water in *B* is practically free from any bright scatterers and the pale blue molecular scattering is alone visible in the focus of the light from the carbon arc. A short arm had been attached to bulb *B* on which the one megacycle crystal had been sealed with a low melting temperature metal alloy (Cerroseal).

Voltages as high as 2000 volts were then applied to the crystal producing sound intensities high enough to cause a fountain of water to rise several centimeters from the surface of the water. However no increase was noticeable in the intensity of the scattered light, even though the water was only under the pressure of its saturated vapor and the sound intensity was many times that necessary to produce visible cavitation in the open vessel in which the water was certainly saturated with air. If the high intensity sound is left on for a long time (10-20 min) bright scatterers begin to appear but in no observation were the number of scatterers comparable to those observed in the water before distillation, nor did visible cavitation bubbles ever appear.

These preliminary experiments and the work of other investigators [3] suggest the following theory. Gases may be present in liquids in two forms — interspersed molecularly or as nuclei (gas bubbles) of various sizes. Cavitation phenomena occur only when these nuclei are already present, and are due to the growth of these nuclei either by the aggregation of several nuclei or by an overall diffusion of gas into a nucleus because of the alternating sound field. Growth may cease at some new stable size [4], but under certain



conditions the bubbles may become unstable and the nuclei grow to such size as to become visible and bubble out of the liquid. It is planned to prepare water saturated with air but free of nuclei (bright light scattering points) and investigate whether it will show cavitation under high intensity sound waves. We expect it will not.

### **B) Ultrasonic Measurements. Experimental Arrangement.**

To measure the sound absorption coefficient the intensity of a beam of plane waves was measured along the sound beam by a radiation pressure detector. The experimental arrangement was similar to that used previously [ ]. The sound source was a 10 MHz X-cut quartz crystal driven at its fundamental frequency (9.916 MHz). The crystal was 3.82 cm in diameter and had a radiating circular area 3 cm in diameter (area of the high voltage electrode plating). The detector, *D*, was a disc of  $\rho$ c rubber 12.5 mm thick and 5 cm in diameter, suspended on a bifilar suspension approximately 110 cm long. The detector is thus large enough to insure complete coverage of the beam at all positions along its path. Since very little reflection occurs at the detector and at these frequencies all but a negligible fraction of the sound entering the detector is absorbed in a 1 cm thickness of the  $\rho$ c rubber, all difficulties that might arise from reflected or standing waves in the container are eliminated. In order to use the same detector over a wide intensity range its sensitivity was varied by suspending weights ranging from 2 to 100 grams from the bottom of the detector. To shield the detector from the «ultrasonic wind» large shields (8 cm diameter) of thin vinylite plastic were placed in front and in back of the detector. The transmission coefficient for these films is above ninety-five per cent. They were attached approximately 3 cm apart to a support *S* which was free to move along a base fixed to the support carrying the detector suspension system. In all measurements the front screen was moved to within a millimeter of the deflected detector.

The quartz crystal was driven by a radio frequency transmitter whose frequency was continually monitored by keeping it at zero beat with a frequency meter (BC-221 N6 - U.S. Army Signal Corps, Philco). A vacuum tube voltmeter was kept across the crystal at all times to insure constancy of voltage during any set of measurements.

### **Measurements.**

Absorption measurements were made over a range of intensities from 0.01 to 5 watts/cm<sup>2</sup>. For the different ranges the driving voltage was varied and the detector sensitivity adjusted so that a deflection of 2-4 cm was obtained

near the crystal. The intensity corresponding to any deflection was then calculated from the length of the suspension, ( $L$ ), the weight in water (mg) of the detector system used and the area ( $a$ ) of the crystal. It is assumed that all the energy striking the detector is absorbed. The intensity is then  $I = mg \Delta x \rho c / La$  where  $\rho$  is the density of the water,  $c$  is the sound velocity and  $\Delta x$  is the measured deflection at the point  $x$ . The intensities were plotted on semi-log paper as a function of the distance  $x$  from the crystal. At the low intensities where the intensity falls to  $e^{-1}$  over a distance of 15-20 cm, these points fall, as closely as one can tell, on a straight line, but at the higher intensity levels where the intensity falls to  $e^{-1}$  in 5-10 cm the lines of best fit have pronounced curvature. Enough sets of measurements were taken so that different runs have overlapping intensity values.

Measurements were made using water saturated with air, then water saturated with carbon dioxide, and finally gas free distilled water. The gas free water was prepared by boiling distilled water for approximately thirty minutes. Care was taken to prevent air entering the flask while the water was being cooled to room temperature. For this the water in a smaller flask was kept boiling. While water in the large flask was still boiling a rubber stopper containing a piece of glass tubing is inserted, the glass tubing ending near the bottom of the flask. After allowing the water in the large flask to boil for a few minutes to drive out any air that may have been in the glass tube, the large flask is cooled while the small flask is kept boiling. Thus only air free water is drawn back into the large flask.

## Results.

The experimental data are summarized in fig. 1 in which the logarithm of the intensity is plotted against the distance measured along the sound beam. Curve  $A$  is for ordinary clean water that is saturated with air,  $B$  is clean water saturated with carbon dioxide, and  $C$  is distilled gas free water. In drawing each curve, data from many different intensities and deflection sensitivities are joined by superimposing points of the same intensity. Although no single set of readings extended over a path length of more than 25 cm the composite curves are similar to those one would have obtained over a sound beam length of 120 cm, with an almost ideal plane wave beam. Curve  $C$  is displaced slightly along the abscissa to keep it distinct from  $A$ . The similarity of curves  $A$  and  $C$  is at once apparent, while curve  $B$  obviously differs from  $A$  and  $C$ .

Since the coefficient of absorption is proportional to the slope of these curves the increase of  $2\alpha$  with intensity is evident. In water the absorption coefficient has the well known value  $44 \cdot 10^{-3}$  up to 0.04 watts/cm<sup>2</sup> and then

increases to  $190 \cdot 10^{-3}$  at 5 watts/cm<sup>2</sup>. For water saturated with carbon dioxide the corresponding absorption coefficient are  $44 \cdot 10^{-3}$  to  $160 \cdot 10^{-3}$ .

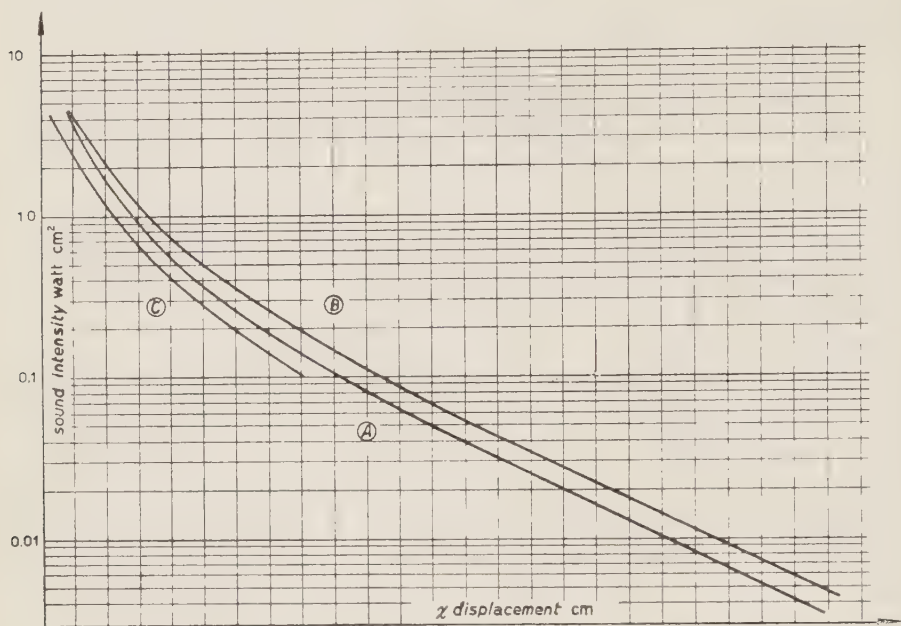


Fig. 1.

A question that immediately arises is that of the wave form of the driving voltage. If there is a large odd harmonic content in the sound wave at high intensities the intensity would fall much more rapidly than it would if only the fundamental were present. To determine the harmonic content a band pass *LC* circuit tuned to the resonant frequency of the crystal was placed across the crystal, this circuit being coupled to the transmitter output. The deflection of the sound detector was then measured at the 5 watts/cm<sup>2</sup> intensity. This did not differ by as much as 4 per cent from deflection measured for the same voltage when the transmitter was connected directly to the crystal. Similar results were obtained by using a cut out filter for the third harmonic.

### Conclusions.

At 5 watts/cm<sup>2</sup> the absorption coefficient is about four times that at low intensity. There appears to be some difference in this effect between water containing air, water containing carbon dioxide and gas free water prepared as described, but it has not yet been possible to decide definitely whether this increase in absorption has been caused by cavitation or not.

## REFERENCES

- [1] F. E. FOX and G. D. ROCK: *Journ. Acous. Soc. Am.*, **12**, 505, (1941); *Phys. Rev.*, **70**, 68 (1946).
- [2] W. H. MARTIN: *Journ. Phys. Chem.*, **24**, 478 (1920).
- [3] E. N. HARVEY: *Biological Bulletin*, **59**, 306 (1930); E. N. HARVEY, W. D. McELROY and A. H. WITHELEY: *Journ. Appl. Phys.*, **18**, 162 (1947).
- [4] F. G. BLAKE: *The Onset of Cavitation in Liquids*, Technical Memorandum 12, Harvard University O. N. R. Report NR-014-903; F. G. BLAKE: *Journ. Acous. Soc. Am.*, **21**, 551 (1949).



## Alcune considerazioni su di un nuovo effetto di smorzamento.

F. GATTO

*Istituto Sperimentale dei Metalli leggeri - Novara*

### Scopo del lavoro.

I metodi elettroacustici per la determinazione delle costanti elastiche dei solidi si sono rivelati fecondi mezzi di indagine anche nello studio dei fenomeni anelastici in quanto consentono di raggiungere, nella misura della dissipazione dell'energia elastica, una precisione finora sconosciuta ai metodi statici.

Si sono così potute individuare numerose cause di dissipazione interna le quali possono essere, quasi tutte, considerate come dovute alla diffusione interna <sup>(1)</sup> delle disomogeneità nella distribuzione dell'energia elastica, termica, ecc..

Il valore della dissipazione può quindi essere considerato composto dalla somma di un numero di termini uguale a quello dei differenti tipi di diffusioni.

Considerazioni teoriche mostrano che essi sono influenzati, in maniera notevole, dalla frequenza di vibrazione del provino e che raggiungono il loro massimo valore quando il periodo medio delle vibrazioni diviene paragonabile con il tempo di rilassamento del corrispondente tipo di diffusione. Lo spettro di assorbimento delle onde elastiche presenterà quindi tanti massimi per quante sono le grandezze fisiche soggette ai suddette fenomeni di diffusione.

I risultati sperimentali hanno confermato l'esistenza dei massimi [1]; tuttavia anche quando le frequenze adoperate sono molto diverse da quelle caratteristiche dei fenomeni precedenti, come avviene in genere quando si opera nel campo delle frequenze ultracustiche, lo smorzamento delle vibrazioni è superiore a quello, assai piccolo, dovuto alle cause precedentemente descritte e si nota inoltre che il suo valore è strettamente legato alla grandezza delle deformazioni specifiche, almeno quando le deformazioni raggiungono valori sufficientemente elevati.

---

(<sup>1</sup>) Il termine « diffusione interna » è qui adoperato nel senso più generale possibile per indicare il passaggio di energia, sotto qualsiasi forma, da una zona ad un'altra del solido.

La conoscenza del meccanismo di tale dissipazione addizionale si presenta particolarmente interessante ove la misura delle costanti elastiche venga effettuata con frequenze ultracustiche: l'ampiezza di vibrazione del provino non può infatti essere diminuita oltre i limiti di sensibilità degli apparecchi e sarà perciò necessario, quando la frequenza è molto elevata, raggiungere deformazioni specifiche di valore molto elevato in quanto queste ultime sono date, com'è facile verificare, dalla seguente espressione:

$$\varepsilon_{\max} = \frac{2\pi E}{C_0} \cdot f,$$

dove:  $E$  = ampiezza di vibrazione;

$f$  = frequenza di misura;

$C_0$  = velocità del suono.

Nel presente lavoro, dopo un breve esame formale del problema, viene indicata un'interpretazione statistica della dissipazione addizionale suscettibile di ulteriori interessanti sviluppi.

### Deformazioni anelastiche.

Quando un solido viene sollecitato da forze esterne, oltre alle deformazioni di tipo elastico, che scompaiono cioè completamente al cessare delle cause che le hanno prodotte, si hanno deformazioni a carattere permanente, che permangono cioè al cessare delle cause che le hanno prodotte, le quali danno luogo a causa del loro carattere di irreversibilità, alla completa dissipazione dell'energia spesa per produrle.

Queste ultime deformazioni, per lo scopo del presente lavoro, possono essere suddivise in due categorie distinte:

a) deformazioni crescenti lentamente nel tempo;

b) deformazioni a carattere pressochè istantaneo.

Le deformazioni del tipo a) hanno formato, finora, oggetto di numerose interessanti ricerche e si è riconosciuto che esse possono essere giustificate sia mediante l'ipotesi del comportamento viscoso delle superfici di contatto dei grani cristallini [2], sia mediante quella del movimento delle dislocazioni presenti nel reticolo [3], [4].

Con ambedue le ipotesi è possibile mostrare [2], [4] che le deformazioni anelastiche del primo tipo hanno in genere un andamento esponenziale del tipo:

$$\varepsilon_{an} = \varepsilon_{an} (1 - \exp [-t/\tau]).$$

Per esse si avrà perciò un massimo di dissipazione quando il periodo delle vibrazioni è paragonabile al tempo di rilassamento.

Le deformazioni permanenti del tipo *b*) che sono causate da scorrimenti tangenziali d'insieme lungo i piani ove il valore medio delle componenti di taglio degli sforzi interni abbiano superato le analoghe componenti delle forze di coesione, non presentano invece l'andamento caratteristico dei fenomeni di rilassamento: esse si propagano con velocità simile a quelle delle onde elastiche tangenziali ed il tempo medio di scorrimento non dipenderà perciò dal valore dell'ampiezza degli scorrimenti stessi con legge esponenziale, ma con legge lineare.

Se le dimensioni delle areole fossero tutte indipendenti dalla frequenza di misura, ci si dovrebbe attendere, come nel caso della dissipazione legata al movimento delle dislocazioni, un aumento della dissipazione al diminuire della frequenza fin quando essa è tale che la lunghezza d'onda della perturbazione elastica rimane inferiore all'ampiezza media degli scorrimenti.

Per frequenze inferiori invece la dissipazione dovrebbe rimanere costantemente uguale al valore ottenuto in corrispondenza della frequenza alla quale la lunghezza d'onda è paragonabile con la dimensione media delle areole di scorrimento.

In effetti numerose cause perturbatrici, quali ad esempio le concentrazioni degli sforzi causati dalle disomogeneità locali del materiale, l'esistenza degli sforzi interni di coazione, l'irregolare formazione e le differenti dimensioni dei cristalli, ecc., daranno luogo a scorrimenti di differente ampiezza; le loro entità e le loro caratteristiche saranno evidentemente legate sia alla storia tecnologica del materiale, sia al valore delle sollecitazioni di prova ed è quindi necessario esaminare innanzitutto l'influenza del valore di tali sollecitazioni o delle corrispondenti deformazioni.

### **Influenza dell'ampiezza di deformazione.**

Lo studio dell'influenza dell'ampiezza di deformazioni nella formazione degli scorrimenti non può essere eseguita in maniera esatta in quanto non è possibile definire completamente da un punto di vista analitico sia lo stato iniziale del corpo, sia le condizioni ai limiti delle equazioni differenziali dell'equilibrio; è quindi preferibile limitarsi al solo esame statistico del fenomeno.

Data la notevole varietà delle cause perturbatrici si può allora supporre che la probabilità per una areola di rimanere in equilibrio quando è soggetta ad una deformazione  $\gamma$ , abbia andamento simile alla probabilità normale e si abbia perciò:

$$p_e = \exp [-h^2 \gamma_{\max}^2],$$

dove:  $\gamma_{\max}$  è il valore della deformazione specifica ed  $h$  è un coefficiente che dipende sia dalla storia del materiale, legato perciò ai suoi stati precedenti da un legame complesso di tipo funzionale, sia dal tipo di deformazione impressa.

La probabilità di formazione di uno scorrimento avrà allora l'espressione:

$$(1) \quad p_s = 1 - e^{-h^2 \gamma_{\max}^2},$$

in quanto  $p_e + p_s = 1$ ; la (1) è valida, evidentemente, solo quando tutti gli scorrimenti abbiano uguale probabilità di formazione (sia cioè verificata la

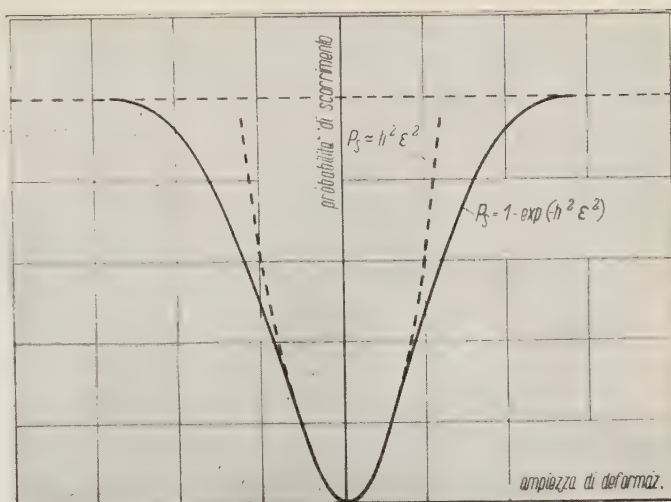


Fig. 1. - Andamento della probabilità di formazione dello scorrimento medio in funzione dell'ampiezza di vibrazione.

condizione di equiprobabilità dei casi possibili del calcolo delle probabilità [7]), finché quindi sia trascurabile l'interazione tra i vari scorrimenti: essa non è perciò adatta ad interpretare i fenomeni che avvengono quando il materiale è prossimo alla rottura.

L'energia dissipata dai suddetti scorrimenti può essere calcolata in maniera immediata ove si tenga presente che il valore medio, durante lo scorrimento, della componente tangenziale della sollecitazione applicata a ciascuna areola non dipende dalle areole stesse, ma dalle caratteristiche di resistenza del materiale:

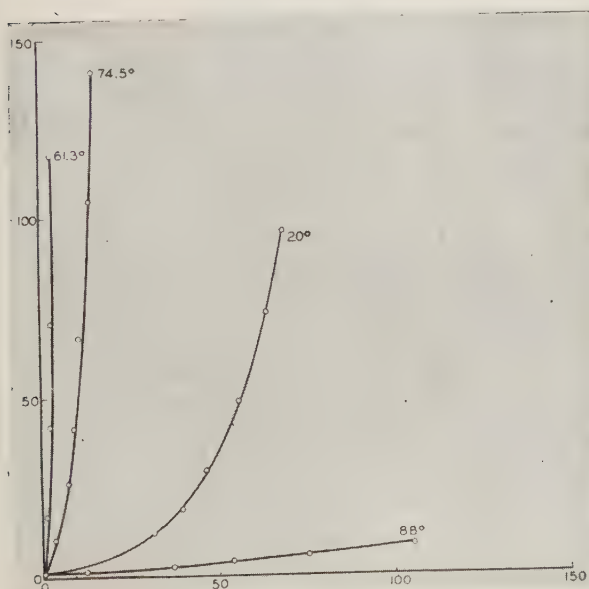


Fig. 2. - Andamento dello smorzamento in cristalli di Zinco per diversi valori dell'angolo tra l'asse della provetta e l'asse esagonale (da T. A. READ).



esso può quindi essere considerato uguale per tutte le areole ed il lavoro perduto sarà uguale a tale valore caratteristico per la somma delle ampiezze degli scorrimenti stessi.

Dato l'elevato numero dei piani che possono divenire sede di scorrimento,

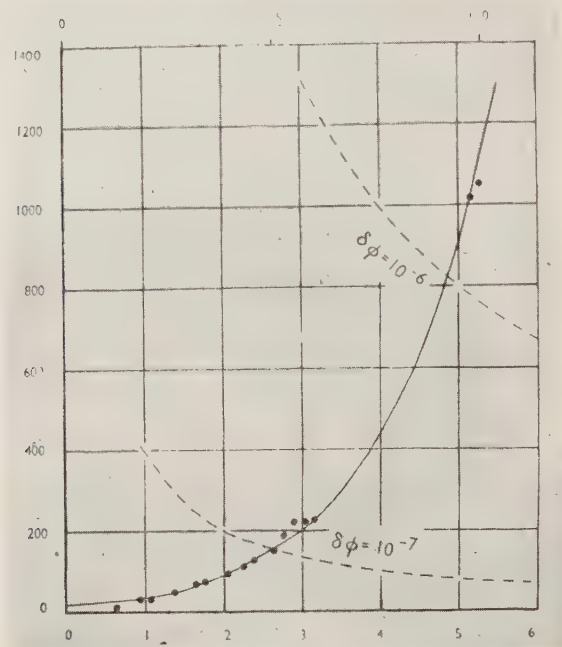


Fig. 3. - Andamento dell'incremento nella lega RR 56 (da R. F. HANSTOCK).

il numero di quelli ove lo scorrimento avviene realmente sarà sensibilmente proporzionale al valore  $p_s$  dato dalla (1) e si avrà perciò:

$$\Delta \mathcal{E} = \bar{N} \cdot \delta_m \cdot \gamma_m \cdot p_s,$$

ove:  $\Delta \mathcal{E}$  = energia dissipata;

$\bar{N}$  = numero totale dei piani che possono dar luogo a scorrimento;

$\delta_m$  = ampiezza media degli scorrimenti;

$\gamma_m$  = valore medio della sollecitazione di taglio.

I valori  $\bar{N}$ ,  $\delta_m$ ,  $\gamma_m$  per ciascuna prova possono essere considerati costanti, si può quindi affermare che la dissipazione di energia sarà proporzionale al valore  $p_s$ ; sviluppando in serie di potenze la (1) si otterrà perciò:

$$(2) \quad \Delta \mathcal{E} = K \left( h^2 \gamma_{\max}^2 - \frac{1}{2} h^4 \gamma_{\max}^4 + \dots \right),$$

ove  $K$  è un coefficiente che tiene conto delle precedenti costanti.

Tale espressione mostra che la dissipazione addizionale ha un andamento pressochè parabolico (fig. 1); per piccole ampiezze di vibrazione, come ad esempio per quelle relative alle misure con metodi elettrostatici, essa sarà quindi indipendente da quest'ultimo parametro.

L'attendibilità delle ipotesi precedentemente ammesse è confermata dai risultati sperimentali (si vedano, ad esempio, le figg. 2 e 3), i quali si accordano molto bene con la formula (2) (bibl. [5], [6]).

### Influenza del valore della lunghezza d'onda.

In analogia con quanto effettuato per l'ampiezza di vibrazione, lo studio dell'influenza della lunghezza d'onda delle perturbazioni elastiche sullo smorzamento delle vibrazioni verrà limitato al solo esame statistico del fenomeno: le considerazioni si riferiranno perciò ai valori medi sia delle dimensioni delle areole di scorrimento sia delle sollecitazioni medie.

A proposito di queste ultime è bene fin d'ora avvertire che nel seguito i valori delle sollecitazioni specifiche verranno indicati genericamente con la lettera  $\sigma$ , senza precisarne il tipo, in quanto è sempre possibile riferire per ciascuna prova, mediante semplici relazioni di proporzionalità, i vari tipi di sollecitazione alla prefissata grandezza generica che supporremo a carattere scalare; sarà allora possibile effettuare, con evidenti semplificazioni analitiche, l'integrazione della  $\sigma$  nella stessa direzione di propagazione delle onde elastiche: nelle formule finali rimarrà perciò indeterminato il coefficiente di proporzionalità senza però che ne derivi di conseguenza una minore generalità dei risultati.

Nel caso di un solido soggetto a vibrazioni libere longitudinali ove i valori massimi delle sollecitazioni specifiche sono rappresentati dall'espressione:

$$\sigma = \sigma_M \cos \frac{\lambda \pi x}{\lambda},$$

il valore medio di  $\sigma$  su un'area la cui lunghezza nella direzione del verso di propagazione delle onde sia  $2x$ , diviene massimo quando l'area è in corrispondenza delle zone ove diviene massima la (2); si ottiene allora:

$$\sigma_m = x^{-1} \int_0^x \sigma_M \cos \frac{2\pi x}{\lambda} dx,$$

ed infine:

$$(3) \quad \sigma_m = \sigma_M \left( \sin \frac{2x}{\lambda} \right) \cdot \left( \frac{2x}{\lambda} \right)^{-1}.$$

Siccome, per quanto detto precedentemente, la probabilità  $p_{2x}$  che avvenga uno scorrimento di ampiezza  $2x$  può essere considerata proporzionale al quadrato del valore della sollecitazione media, si avrà:

$$p_{2x} \propto \sigma_M^2 \left( \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \right)^2 \cdot \left( \frac{2\pi x}{\lambda} \right)^{-2},$$

il cui andamento è rappresentato, insieme a quello di  $\sigma_M$  e  $\sigma_m$ , nella fig. 4.

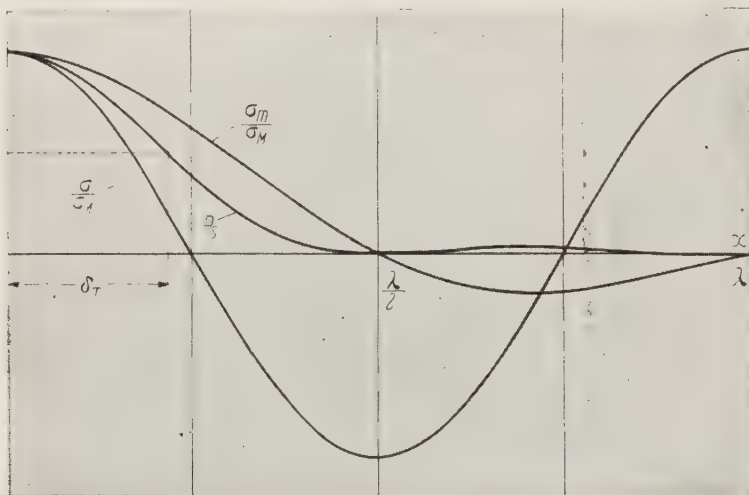


Fig. 4. — Andamento della probabilità di formazione dell'area di scorrimento di lunghezza  $2x$ .

I valori di  $p_{2x}$  diminuiscono molto rapidamente con l'aumentare del rapporto  $x/\lambda$ , si può quindi affermare che la lunghezza più probabile delle aree di scorrimento è sempre inferiore alla semilunghezza d'onda delle perturbazioni elastiche.

Con l'aumentare della frequenza la dimensione media diminuirà perciò proporzionalmente con la lunghezza d'onda ed il valore del rapporto tra il tempo di formazione degli scorrimenti ed il periodo medio della vibrazione rimarrà costante; si ottiene per conseguenza il notevole risultato che il valore dello smorzamento addizionale sarà indipendente dalla frequenza di misura.

Più utili indicazioni potranno essere ottenute per via sperimentale, e a tale scopo presso l'Istituto Sperimentale dei Metalli Leggeri di Novara è in corso di allestimento l'apparecchiatura necessaria.

Si spera pertanto di poter presto comunicare qualche risultato sperimentale diretto.

Si può tuttavia fin d'ora prevedere che per tale via sarà possibile ottenere, con una successiva estensione della teoria, utili indicazioni anche sui fenomeni che precedono la rottura.

### Conclusioni.

È stata suggerita una nuova causa di smorzamento nei solidi e ne sono state studiate le caratteristiche nel caso, particolarmente interessante, delle vibrazioni elastiche di frequenza ultracustica.

Si è così trovato che la relazione tra la dissipazione di energia e l'ampiezza di vibrazione può essere messa nella forma

$$\Delta\varepsilon \propto K \cdot (1 - \exp[-h^2\varepsilon_{\max}^2]).$$

Si è dimostrato inoltre che il tipo di smorzamento studiato è indipendente dalla frequenza di vibrazione del provino.

### BIBLIOGRAFIA

- [1] C. ZENER: *Elasticity and anelasticity of Metals*, Chicago (1948).
- [2] T'ING-SUI KÊ: *Phys. Rev.*, **71**, 533 (1949).
- [3] G. I. TAYLOR: *Proc. Roy. Soc.*, **145-A**, 362 (1934).
- [4] P. G. BORDONI: *Ric. Scient. e Ric.*, **19**, 851 (1949).
- [5] T. A. READ: *Phys. Rev.*, **58**, 371 (1940).
- [6] R. F. HANSTOCK: *Journ. Inst. Metals*, p. 469 (1948).
- [7] G. CASTELNUOVO: *Calcolo delle probabilità*, Vol. I, pag. 207, Bologna (1948).



## Distribuzione di intensità nel campo ultrasonoro.

E. GROSSETTI

L'intensità del campo ultrasonoro prodotto da un cristallo piezoelettrico è già ben nota teoricamente. Esperienze condotte da vari autori con il metodo dell'occultamento hanno verificato i punti essenziali, cioè l'effettiva presenza di lobi caratteristici nella distribuzione dell'intensità, il cui numero e relativa intensità sono dipendenti in modo essenziale dal rapporto fra le dimensioni della lamina e la lunghezza di onda emessa.

In queste ricerche in luogo di utilizzare un metodo sintetico si è proceduto alla determinazione della distribuzione d'intensità del fascio ultrasonoro per strati sottili successivi col metodo fotografico. Il confronto di tale distribuzione per vari liquidi dimostra una notevole varietà di comportamento. Sono stati analizzati vari liquidi quali acqua, varie soluzioni colloidali e liquidi con molecole molto grandi.

Analoga varietà di comportamento è stata osservata nella distribuzione della intensità della luce diffratta facendo variare l'angolo fra raggio ultrasonoro e direzione del fascio luminoso.

## The Application of Ultrasonics to the Measurement of the Elasticity of High Polymers.

K. W. HILLIER

*Imperial Chemical Industries Limited, Butterwick Research Laboratories - Welwyn, Herts*

Many materials, including the long chain high polymers, possess elastic properties that depend on the rate of application of the force causing deformation. Such time dependence has received considerable attention of recent years when the high speed loading of materials encountered in engineering applications has been common. High polymers such as rubber, polythene, nylon, etc., show very marked time effects and the variations in elastic properties furnish some evidence of the molecular structure of such materials. In order to describe this variation in elastic properties a considerable time scale must be covered, since it has been shown (KOLSKY, 1949; LEADERMAN, 1943) that variations in the time of loading from  $10^{-6}$  s to  $10^3$  s will cause variations in the behaviour of the material when subjected to forces imposed for these time intervals. The short loading times are difficult to realise in practice and electronic measuring techniques have to be used. One convenient method of obtaining short time intervals is to employ sinusoidally varying forces derived from electro-mechanical transducers. The frequency of the oscillation is equivalent to the inverse of the loading time and by using ultrasonic techniques it is possible to realise times of loading as short as  $10^{-8}$  s (MASON *et al.*, 1949). The method described here is designed to provide measurements in the range 0.5 kHz to 30 kHz, by ordinary acoustic methods up to 7 kHz and by the use of an ultrasonic generator above that frequency.

The experiments consist in propagating longitudinal oscillations of small amplitude along filaments of high polymers one to two metres long and 0.5 mm in diameter. These filaments were kept at a constant temperature, and the velocity of propagation measured by using a phase difference method. A signal obtained from a piezoelectric pick-up, which could be moved along the filament, was compared in phase and amplitude with a signal derived from the generator, by means of a double beam cathode ray oscilloscope. The variation of phase with distance was used to obtain the velocity of propagation

and the variation of amplitude with distance, the attenuation constant of the oscillations. Some details of the ultrasonic apparatus are probably of interest as there are few details given in the literature of methods of generation. A magnetostriction transducer was used and a quartz crystal pick-up. The amplitude of the oscillations was kept small so that no appreciable heating of the specimen should occur due to the passage of the ultrasonic wave. A nickel tube 30 cm long and with a wall thickness of 2 mm was clamped at a point on its length by a ring clamp. The exciting coil wound on a 2.5 cm former consisted of approximately 2000 turns, and was fed from a Class C pentode amplifier giving about 50 watts of power at a frequency obtained from a low power variable *R-C* bridge oscillator. The output coil was decoupled from the anodes of the two parallel output pentodes and tuned by a variable condenser to improve the wave form. No care was taken to obtain resonance of the nickel tube and no polarising field was applied. Sufficient oscillation was obtained throughout the frequency range 7 kHz to 30 kHz; above that frequency electromagnetic radiation from the unit generated too much back-ground signal in the pick-up amplifiers.

Since some of the experiments were carried out above the temperature at which Rochelle salt piezo crystals become ineffective it was decided to use a quartz crystal unit, the lower sensitivity being offset by increasing the number of amplifier stages. A simple bending system was employed, two rectangular silvered quartz plates 1 mm thick and 6.3 mm and 16 mm in dimensions cut with their *X* axes perpendicular to the face were cemented together at one end in a small «Perspex» holder with a light copper spring attached to grip the filament. The crystals were clamped at the other end in a heavy brass clamp with thin rubber pads to protect them from damage. This pick-up was successfully used for frequencies to 30 kHz and for temperatures to 60 °C.

The relation between observed phase shift and the propagation constants has previously been obtained (HILLIER and KOLSKY, 1949) and if  $\theta$  is the value of phase shift at a distance  $l$  along the filament

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{(1 + me^{-\alpha l})}{(1 - me^{-\alpha l})} \operatorname{tg} kl,$$

where  $m$  is the reflection coefficient at the pick-up,  $k$  is equal to  $2\pi/\lambda$ ,  $\alpha$  the attenuation factor and  $\lambda$  is the wavelength of the oscillations in the material. The amplitude ratio

$$B/A = (1 - m) \exp[-\alpha l] / (1 - 2m \exp[-\alpha l] \cos 2kl + m^2 \exp[-4\alpha l])^{1/2}.$$

For large values of  $l$ ,  $\theta = kl$  and accurate values can be obtained from the slope of the graph of  $\theta$  against  $l$ . Similarly for large values of  $l$  and  $\alpha$ ,  $B/A = K \exp[-\alpha l]$  and hence plotting  $\log B/A$  against  $l$  resulted in a line

whose slope gave the value of  $\alpha$ . For intermediate values of  $\alpha$  a different method was employed which was not so accurate (HILLIER and KOLSKY, 1949).

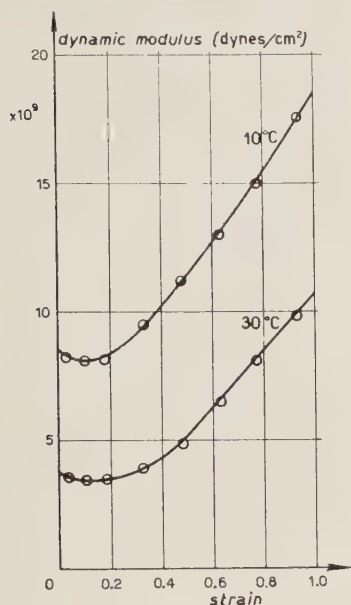


Fig. 1. - Polythene.

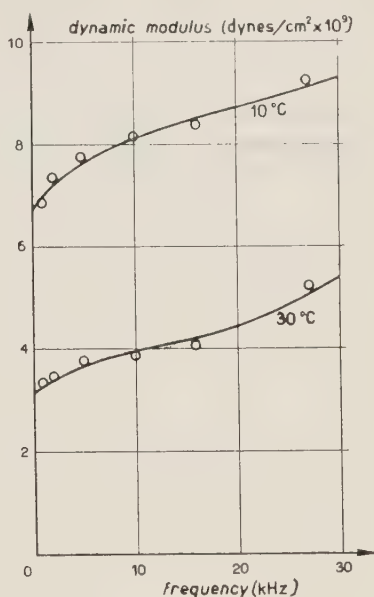


Fig. 2. - Polythene.

The reflection coefficient  $m$  was calculated from the results and a value of about 0.9 obtained.

Some typical results are given in Figs. 1, 2 and 3. Figs. 1 and 2 give values for the dynamic modulus of polythene at various frequencies, temperatures and conditions of strain. Fig. 3 shows the variation in the velocity of propagation of drawn nylon monofil as a function of temperature at 17 kHz.

In order to correlate the measurements of velocity  $V$  and attenuation  $\alpha$  with the physical constants of the material such as elasticity, it is necessary to consider the relation between stress, strain and time for the material, and then to derive the wave propagation constants  $V$  and  $\alpha$ . The fundamental hypothesis put forward as a starting point in a study of the deformation of real

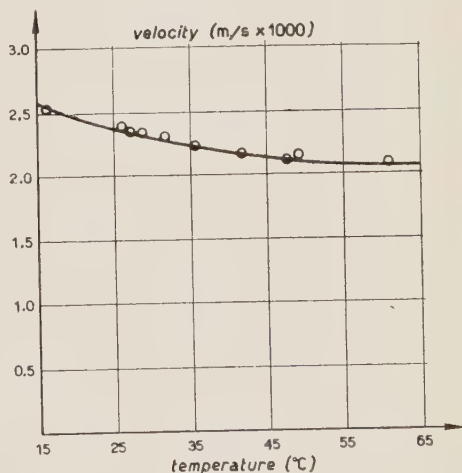


Fig. 3. - Drawn Nylon frequency 17 kHz.



materials is the Superposition Principle enunciated by BOLTZMANN (1876). A more general theory has been developed by V. VOLTERRA (1912), which includes Boltzmann's theory as a special case. This theory, of considerable mathematical complexity, is based on the Theory of Functionals (VOLTERRA, 1931). These are discussed in recent papers by VOLTERRA (1948) and KOLSKY (1949). From the values of  $V$  and  $\alpha$  at one frequency it is possible to calculate the equivalent spring-dashpot model constants, but work already reported on polythene (HILLIER, 1949) has shown that this is an inadequate theory and the « constants » so evaluated vary with frequency. RIVLIN has discussed this point in a recent paper (RIVLIN, 1950) has put and forward a general linear differential equation of the form

$$\sigma = \sum_0^{\infty} \alpha_i \frac{d^i \epsilon}{dt^i} \quad \text{where } \alpha_0 \alpha_1 \dots \alpha_i \dots$$

are constants and  $\sigma$  and  $\epsilon$  the stress and strain. It can be shown that a solution of the form  $u = u_0 \exp [i\omega(t - x/c)]$  where  $u$  is the particle displacement and  $c$  is the complex propagation constant ( $= a + ib$ ) can be obtained where

$$\rho c^2 = \sum_0^{\infty} \alpha i(i\omega)^i.$$

The velocity of propagation  $V$  is then given by  $(a^2 + b^2)/a$  and the attenuation  $\alpha$  by  $b\omega/(a^2 + b^2)$ . Then given  $V$  and  $\alpha$  as functions of frequency ( $\omega/2\pi$ ) it should be possible to evaluate the constants in the original equation, but as can be seen this is likely to be very cumbersome. Furthermore it is probable that a linear equation such as that given above is not adequate and although only small amplitude oscillations are being used, as RIVLIN has already pointed out, at higher frequencies terms such as  $(\ddot{\epsilon})^2$  may be quite large and should not be disregarded.

From an experimental point of view the most that can be achieved is to choose a form of theoretical equation that is likely to lead to the most useful set of constants, bearing in mind the fact that the number of arbitrary constants is severely limited. For instance FRENKEL and OBRATZOV (1940) have derived an equation using seven constants, but such a wide range of frequency would need to be covered to obtain good values for these constants that verification of the equation is left open.

The method described has been used to measure to within 2% the velocity of propagation of longitudinal oscillations in filaments of materials. The difficulties are mainly in the interpretation of the results for materials which do not follow simple stress-strain-time relations.

## REFERENCES

- [1] L. BOLTZMANN: *Pogg. Ann. Erg.*, **7**, 624 (1876).
- [2] J. FRENKEL and J. OBRATZOV: *Journ. Phys. U.R.S.S.*, **2**, 131 (1940).
- [3] K. W. HILLIER: *Proc. Phys. Soc.*, B, **62**, 701 (1949).
- [4] K. W. HILLIER and H. KOLSKY: *Proc. Phys. Soc.*, B, **62**, 111 (1949).
- [5] H. KOLSKY: *Proc. Phys. Soc.*, B, **62**, 676 (1949).
- [6] H. LEADERMAN: *Elastic and Creep Properties of Filamentous Materials* (Washington: Textile Foundation, 1943).
- [7] W. P. MASON, W. O. BAKER, H. J. MCSKIMIN and H. J. HEISS: *Phys. Rev.*, **75**, 936 (1949).
- [8] R. S. RIVLIN: *Trans. I.R.I.* In press. (1950).
- [9] V. VOLTERRA: *Rend. Acc. Lincei*, **21**, II (1912).
- [10] V. VOLTERRA: *Theory of Functionals* (London, Blackie, 1931).
- [11] E. VOLTERRA: *Nuovo Cimento*, **4**, 1 (1948).

## Déterminations des grandeurs thermodynamiques et cinétiques des gaz et des gaz condensés aux basses températures.

A. VAN ITTERBEEK

*Université de Louvain et Laboratoire Kemerlingh Onnes de Leiden*

### 1. — Introduction.

Durant les dernières années nous avons étudié d'une manière systématique les propriétés thermodynamiques et cinétiques des gaz et des gaz liquéfiés aux basses températures en utilisant un interféromètre acoustique.

La méthode que nous avons employée antérieurement à l'étude des propriétés thermodynamiques (second coefficient du viriel et chaleurs spécifiques en fonction de la pression) des gaz simples a été étendue au cas des mélanges gazeux tels que A-He, He-H<sub>2</sub>, A-H<sub>2</sub>, A-D<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>-He, H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> et He-O<sub>2</sub> aux basses températures. A partir de ces mesures une estimation a pu être faite de l'interaction moléculaire, entre les composants gazeux. Très peu de données sont connues pour ces interactions, elles possèdent cependant un grand intérêt pour l'étude théorique des forces de van der Waals ainsi que des forces de valence. Ce dernier aspect du problème est important pour le cas des mélanges binaires tels que Azote-Hydrogène et Oxygène-Hydrogène. En outre une comparaison entre les attractions de l'Hydrogène léger et de l'Hydrogène lourd par rapport à une troisième composante est également intéressante du point de vue théorique.

En vue de l'extension des connaissances sur les propriétés des liquides aux basses températures, les mesures sur la vitesse de propagation du son constituent un moyen d'investigation précieux. Ainsi on peut facilement en déduire le rapport des chaleurs spécifiques et le coefficient de compressibilité adiabatique et isotherme. Beaucoup de données expérimentales font défaut à ce sujet et en particulier pour les gaz liquéfiés. Nous avons commencé par étudier un certain nombre de liquides organiques à basses températures (le tétrachlorure de carbone, le benzène, l'éther éthylique, le sulfure de carbone et le toluol) ensuite nous avons étudié les gaz liquéfiés tels que l'Oxygène, l'Azote, l'Argon, le méthane et l'Hydrogène. Les grandeurs thermodynamiques citées ci-dessus ont pu être calculées à partir de ces mesures.

Tout récemment nous avons repris nos travaux antérieurs sur l'absorption des ultrasons dans les gaz et en particulier dans l'Hydrogène. C'est en 1938 [1] que nous avons réussi à expliquer, en nous basant sur nos mesures faites dans l'Hydrogène léger et lourd, les grands écarts qui apparaissent entre le coefficient d'absorption classique (viscosité et conductibilité thermique) et le coefficient expérimental. Ce phénomène est dû au temps de relaxation pour le transfert de l'énergie de translation au mouvement de rotation des molécules. Dans la région des très basses températures on a affaire à un décroissement important de l'énergie de rotation sous l'influence des phénomènes quantiques. L'étude expérimentale est en plus intéressante parcequ'il faut tenir compte de l'existence des deux modifications de l'Hydrogène: le para et l'ortho. En 1942, j'ai étudié ensemble avec M. R. VERMAELEN [2] l'absorption dans le mélange normal entre 300° et 60° abs et cela aussi bien pour l'Hydrogène léger que lourd. Depuis quelques mois ces travaux on été repris dans notre laboratoire jusqu'aux températures de l'Hydrogène liquide et cela également pour l'Hydrogène para pur et le mélange d'équilibre.

Depuis nos premières mesures sur l'Hydrogène les chercheurs américains STEWART, HUBBARD et RHODES [3] sont venus confirmer nos résultats à température ordinaire par des mesures de dispersion effectuées entre 1 et 50 MHz.

## 2. - Mesures sur les mélanges gazeux à basses températures.

L'expression analytique pour l'interaction moléculaire peut être calculée à partir du second coefficient du viriel  $B$ , défini par l'équation d'état de Kamerlingh-Onnes:

$$(1) \quad pv = RT(1 + B/v),$$

$B$  étant lié au potentiel d'interaction

$$(2) \quad E(r) = \frac{\lambda}{r^m} - \frac{\mu}{r^n},$$

par la formule établie par FOWLER:

$$(3) \quad B = \frac{2\pi}{3k \cdot T} \int_0^{\infty} r^3 \left( - \frac{dE}{dr} \right) \cdot \exp [- E(r)/k \cdot T] \cdot dr,$$

$r$  étant la distance entre les particules.

En se basant sur des équations classiques de la thermodynamique on peut établir que la vitesse de propagation dans un gaz dépend de la pression  $p$  suivant l'équation [4]

$$(4) \quad W = W_0 \left( 1 + \frac{S}{RT} \cdot p \right),$$



$W_0$  étant la vitesse dans le gaz parfait et pour la fonction  $S$  on trouve l'expression

$$(5) \quad S = B + \frac{T}{\lambda} \cdot \frac{dB}{dT} + \frac{T^2}{2\lambda(\lambda + 1)} \cdot \frac{d^2B}{dT^2}.$$

$\lambda = (c_v)_{p=0}/R$  représente la chaleur spécifique sous volume constant pour

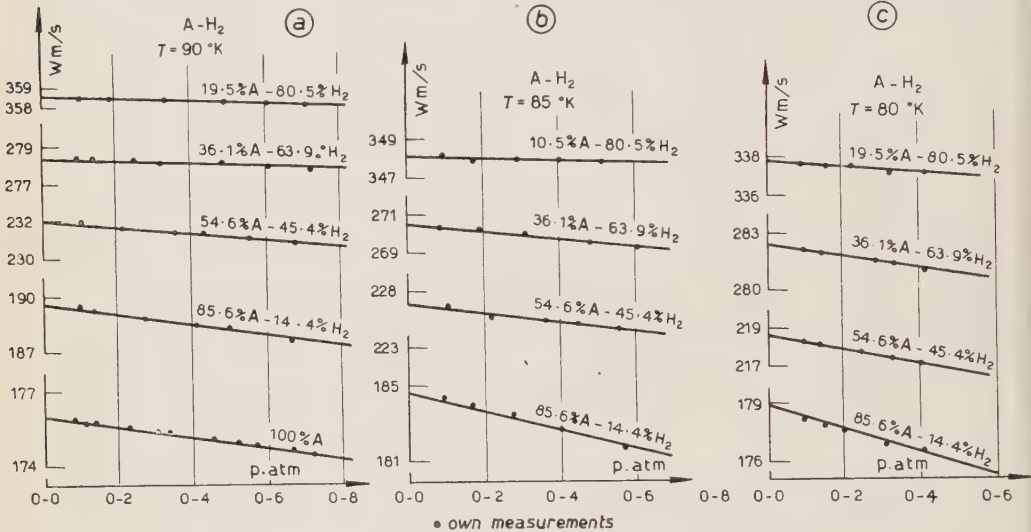


Fig. 1. - Mesures dans des mélanges A-H<sub>2</sub>.

le gaz parfait. Ainsi pour les gaz monoatomiques on trouve pour l'Hydrogène aux très basses température  $\lambda = 3/2$ .

En mesurant à des températures fixes la vitesse du son en fonction de la pression, on peut en déduire la fonction  $S$  à différentes températures. En intégrant par la suite l'équation (5) et en tenant compte de certaines conditions aux limites on peut en déduire la fonction  $B$ . Cette méthode a été appliquée dans notre laboratoire à l'étude d'un grand nombre de gaz à basses températures. Nous l'avons maintenant étendue à des mélanges gazeux. Pour cela nous avons posé:

$$(6) \quad B' = B_1 \cdot x^2 + \beta \cdot x \cdot (1 - x) + B_2 \cdot (1 - x)^2.$$

$B_1$  et  $B_2$  étant les coefficients du viriel des composantes et  $B'$  du mélange, étant le coefficient qui correspond à l'interaction,  $x$  la concentration. Quand on introduit cette valeur de  $B'$  dans les équations classiques donnant la vitesse de propagation du son on trouve une expression analogue à (4) avec

$$(7) \quad W_0^2 = \frac{(c'_p)_{p=0} \cdot x + (c''_p)_{p=0} \cdot (1 - x)}{(c'_v)_{p=0} \cdot x + (c''_v)_{p=0} \cdot (1 - x)} \cdot \frac{R \cdot T}{M' \cdot x + M'' \cdot (1 - x)}.$$

Nous avons trouvé par nos mesures à basses températures que cette formule est valable à 0,1 % près.

D'autre part si on admet l'expression (6) proposée par FOWLER, on trouve :

$$(8) \quad S' = S_1 \cdot x^2 + \\ + \alpha \cdot x \cdot (1-x) + S_2 \cdot (1-x)^2 \cdot$$

Dans le cas où les composants gazeux ont sensiblement les mêmes valeurs pour les chaleurs spécifiques à l'état parfait (même valeur pour  $\lambda$ ; cas des gaz monoatomiques),  $S_1$  et  $S_2$  sont les fonctions qui peuvent se déduire directement des mesures sur la vitesse de propagation du son. Autrement ces expressions peuvent être calculées quand on connaît les fonctions  $B_1$  et  $B_2$ . Pour  $\alpha$  on a l'expression suivante :

$$(9) \quad \alpha = \beta + \frac{T}{\lambda} \cdot \frac{d\beta}{dT} + \\ + \frac{T^2}{2\lambda(\lambda + 1)} \cdot \frac{d^2\beta}{dT^2} \cdot$$

Expérimentalement, nous avons pu établir [5] que  $\alpha$  est sensiblement égal à  $\beta$ , la somme  $(T/\lambda) \cdot d\beta/dT + [(T^2)/2\lambda(\lambda + 1)] \cdot d^2\beta/dT^2$  étant très petite.

La technique expérimentale comprend donc les points suivants. On commence par mesurer à une température fixe, la vitesse de propagation du son en fonction de la pression pour différentes concentrations. Dans la fig. 1 sont représentées pour le mélange A-H<sub>2</sub>, des mesures de ce genre. On en déduit les valeurs de  $S'$  correspondant à différentes concentrations et on obtient des courbes analogues à celles de la fig. 2.

D'autre part on connaît les valeurs de  $S_1$  et  $S_2$ , soit à partir des mesures antérieures sur la vitesse du son, soit à partir des fonctions  $B_1$  et  $B_2$  connues. Utilisant la méthode des moindres carrés et en se basant sur l'équation (8) on peut en déduire les valeurs de  $\alpha$  et  $\beta$ . Dans le tableau I nous avons réuni les valeurs obtenues pour  $\beta$  et pour quelques mélanges gazeux.

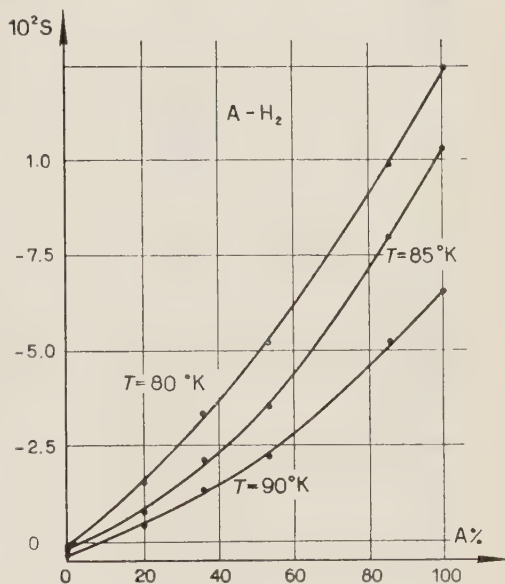


Fig. 2. - Valeurs de  $S'$  pour des mélanges A-H<sub>2</sub>.

TABLEAU I.

Mélanges Gazeux	$T$ ° abs.	$10^3 \cdot B_1$	$10^3 \cdot B_2$	$10^3 \cdot \beta$	RÉFÉRENCES
A—H <sub>2</sub>	90	— 8,0	— 0,2	— 1,8	A. VAN ITTERBEEK et W. VAN DONINCK: <i>Proc. Phys. Soc.</i> , 58, 615 (1946).
	85	— 9,0	— 0,3	— 4,5	
	80	— 10,0	— 0,6	— 8,5	
A—He	90	—	0,5	— 3,5	idem
	85	—	0,38	— 4,3	
	80	—	0,28	— 7,5	
H <sub>2</sub> —He	20	— 6,56	0,10	— 2,11	idem
O <sub>2</sub> —H <sub>2</sub>	90	— 9,3	—	— 2,9	A. VAN ITTERBEEK et W. VAN DONINCK: <i>Proc. Phys. Soc.</i> , 62, (1949).
	85	— 10,0	—	— 4,8	
	80	— 11,0	—	— 6,5	
H <sub>2</sub> —He	90	—	—	— 1,5	idem
	85	—	—	— 2,26	
	80	—	—	— 3,34	

### 3. — Mesures dans quelques liquides organiques à basses températures et dans quelques gaz liquéfiés.

Ces mesures furent faites ensemble avec Monsieur A. DE BOCK et L. VERHAEGEN. Une première série de mesures portaient sur des liquides organiques tels que le tétrachlorure de carbone, le benzène, l'éther éthylique, le sulfure de carbone et le toluol entre les températures d'environ 75 °C et 100 °C. La seconde partie de nos mesures a porté en premier lieu sur l'Oxygène, l'Azote et l'Argon liquides et en second lieu sur le méthane et l'Hydrogène liquides. Les premières mesures constituaient un contrôle de notre appareil par comparaison avec les résultats existants [6]. D'autre part des mesures étaient inexistantes pour le méthane liquide. Pour l'Hydrogène liquide deux points seulement avaient été mesurés respectivement par PITT et JACKSON [6] et par GALT [7].

L'interféromètre acoustique que nous avons utilisé pour l'étude des liquides est le même que celui que nous avons utilisé pour les gaz. Il est représenté dans la fig. 3. Pour les mesures à basses températures cet appareil a subi quelques modifications afin d'éliminer les convections.

Le montage du quartz diffère légèrement pour les mesures dans les liquides le montage est tel que la tension mécanique de l'électrode supérieure (voir fig. 3), puisse être ajustée au moyen de trois ressorts.

La fréquence propre du quartz, laquelle est déterminée à chaque mesure au moyen d'un fréquence-mètre est égale à 536,6 kHz aux températures de l'Oxygène liquide.

Le circuit électrique est représenté dans la fig. 4.

Afin de pouvoir comparer les différentes valeurs obtenues pour les vitesses du son, nous les avons dessinées dans le diagramme réduit de RAO [8]. Pour cela on calcule l'expression :

$$r = \frac{W_{T_1}^{1/3} / \rho_{T_1}}{W_{T_2}^{1/3} / \rho_{T_2}},$$

en fonction de la différence  $T_2 - T_1$ .  $W_T$  et  $\rho_T$  étant respectivement la vitesse et la densité du liquide à la température  $T$ .  $T_1$  est la température la plus basse où des mesures ont été faites, où dans certains cas la température de solidification du liquide. Dans la fig. 5a nous avons dessiné les valeurs de  $r$  en fonction de la différence  $\Delta t$  ( $t$  = température Celsius), pour quelques liquides organiques. Pour ces liquides on obtient des courbes bien prononcées.

Dans la fig. 5b, les graphiques se rapportent à des gaz liquéfiés. On observe qu'on obtient des droites. Nous n'avons pas dessiné les résultats correspondant à nos mesures dans l'Hydrogène. Mais ceux-ci viennent également se placer sur une droite située entre celles de l'Hélium liquide et de l'Oxygène liquide. La même remarque peut se faire pour nos mesures dans le méthane liquide.

Afin de contrôler l'ampleur empirique de l'expression de RAO, nous avons calculé le rapport pour un grand nombre d'exposants autre que 1/3. Cependant nous trouvons seulement pour cet exposant des droites. Il semblerait donc que l'expression de Rao ait vraiment une signification empirique.

A partir de nos résultats obtenus pour le vitesse du son nous avons calculé

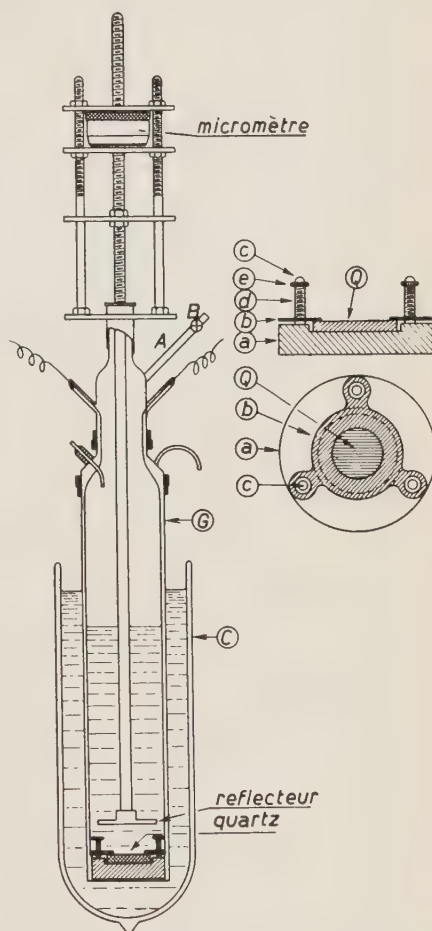


Fig. 3. — Interféromètre acoustique.



les coefficients de compressibilité adiabatique  $\beta_{ad}$  en nous servant de l'équation

$$W^2 = \frac{1}{\rho \cdot \beta_{ad}} \cdot$$

$\rho = \text{densité}$

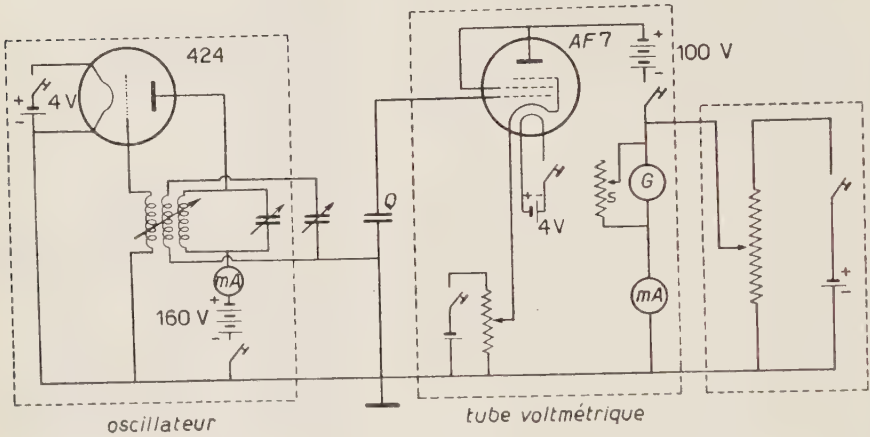


Fig. 4.

TABLEAU II.

Gaz	$T$ ° abs	$W_{liq}$ m/s	$W_{gaz}$ m/s	$W_{liq}/W_{gaz}$
O <sub>2</sub>	90,3	917,7	177,7	5,16
	86,5	938,3	173,5	5,41
	82,8	966,8	171,3	5,64
	78,4	1 007,6	106,8	6,04
A	85,8	857,0	169,0	5,05
	84,0	875,0	167,5	5,22
N <sub>2</sub>	79,2	848	177	4,79
	78,4	856	177	4,84
	78,0	859	176	4,88
	71,9	940	171	5,50
H <sub>2</sub>	20,4	1 128	362	3,12
	19,9	1 140	355	3,21
	18,6	1 174	340	3,45
	17,2	1 210	320	3,78
He	4,2	181	104	1,74
	3,8	198	102	1,92

Les résultats obtenus pour les liquides organiques sont indiqués dans la fig. 6.

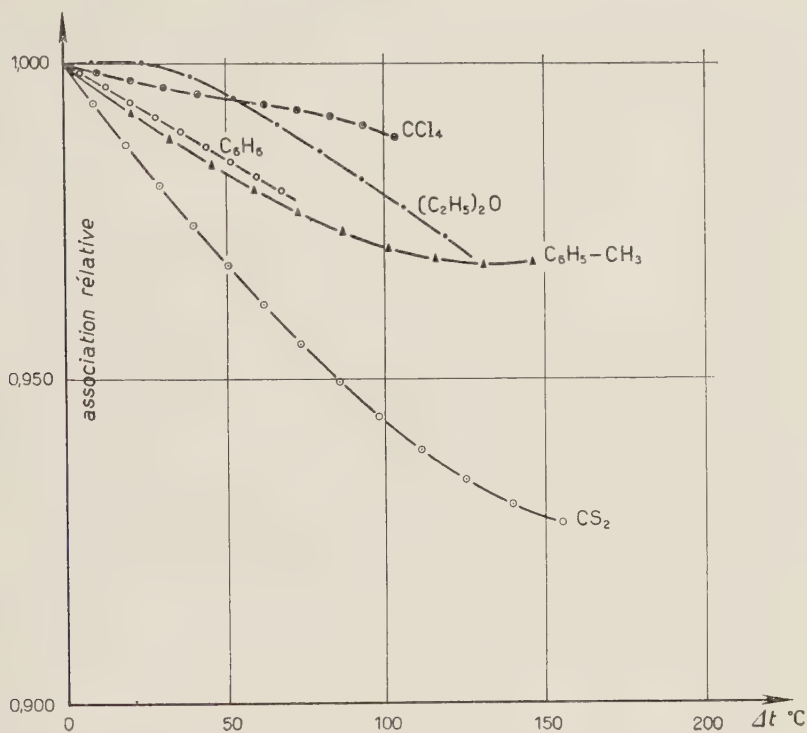


Fig. 5a.

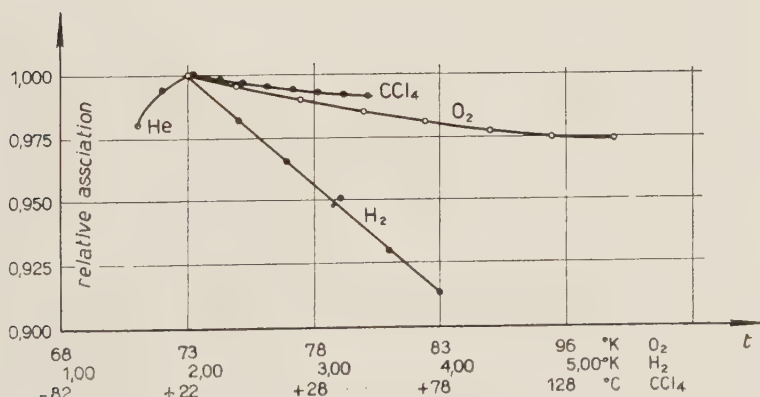


Fig. 5b.

Finalement nous avons calculé pour le cas des gaz liquéfiés le rapport entre les vitesses du son dans les liquides et les gaz à la même température.

D'après la théorie de KITTEL [9] on doit avoir :

$$W_{\text{liq}}/W_{\text{gaz}} = L_{\text{gaz}}/L_{\text{liq}}.$$

$L_{\text{gaz}}$  étant le parcours libre dans le gaz et  $L_{\text{liq}}$  le même parcours dans le liquide, les résultats sont indiqués dans le tableau II.

Les valeurs utilisées pour  $W_{\text{gaz}}$  sont prises de nos mesures antérieures pour

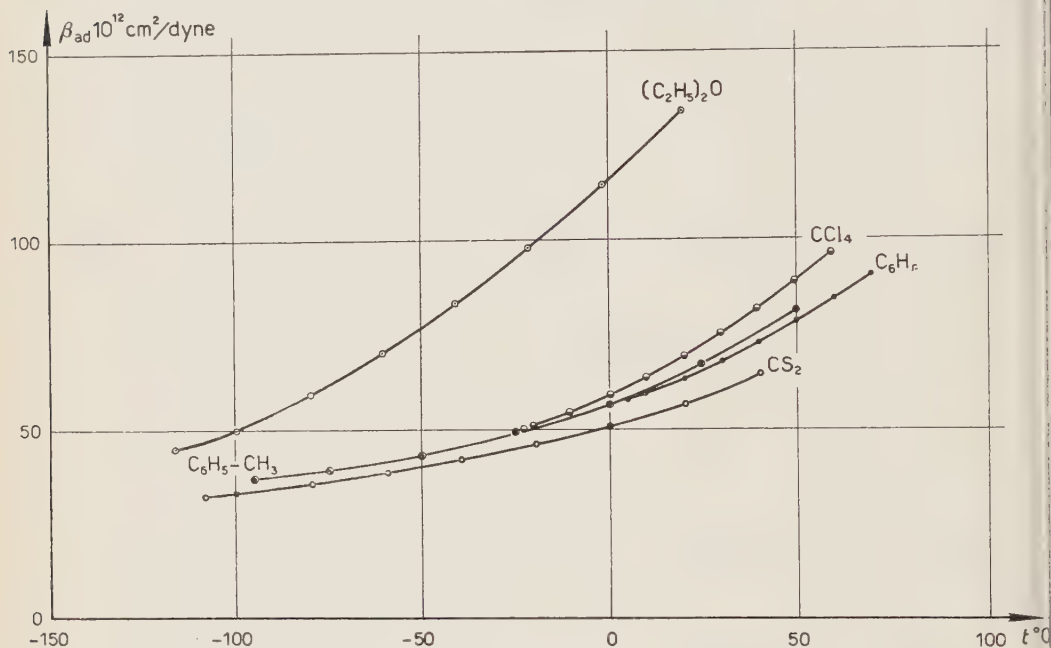


Fig. 6. — Coefficient de compressibilité adiabatique pour les liquides organiques.

les gaz à basse température. On observe à partir du tableau II que pour le cas de l'Hydrogène et l'Hélium le rapport  $L_{\text{liq}}/L_{\text{gaz}}$  est sensiblement plus petit que pour les autres liquides. Pour le cas de l'Hélium ce rapport se rapproche même du nombre deux.

#### 4. — Mesures sur l'absorption du son dans l'Hydrogène gazeux à basse température.

Les résultats que j'ai obtenus antérieurement ensemble avec Monsieur R. VERMAELEN [10] sont indiqués dans la fig. 8.

Ces mesures furent faites en utilisant un quartz piézoélectrique de fréquence propre de 598,99 kHz. J'ai repris maintenant ces travaux en collaboration avec Monsieur L. VERHAEGEN. Nous utilisons à présent un quartz de fréquence

propre de 524 kHz. Le montage du quartz est différent de celui que nous avons utilisé jadis, de même que l'équipement électrique. Nous utilisons à

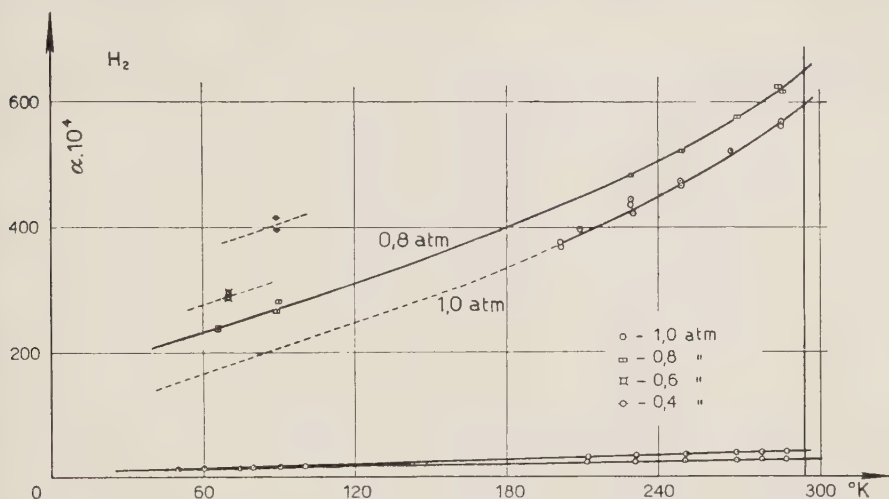


Fig. 7. - Coefficient d'absorption, expérimental et coefficient théorique en fonction de la température et de la pression pour l'Hydrogène léger.

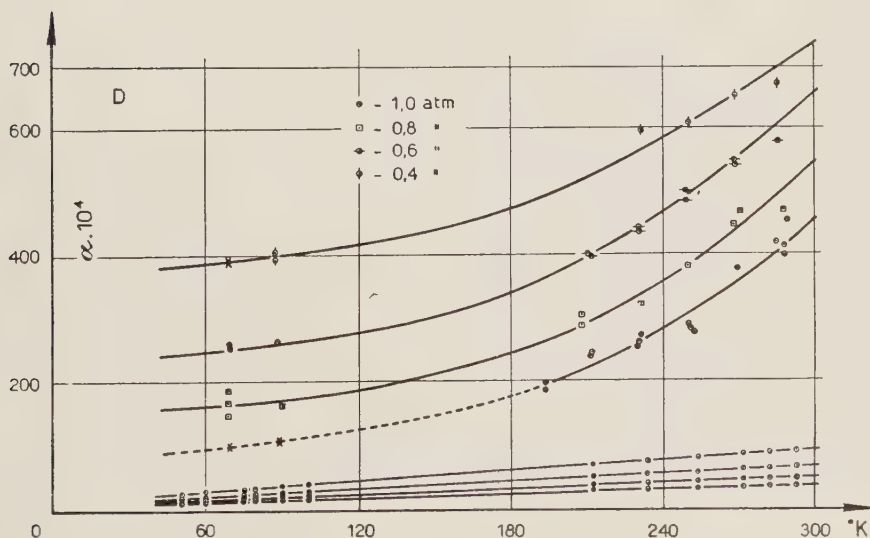


Fig. 8. - Coefficient d'absorption expérimental et coefficient théorique en fonction de la température et de la pression pour l'Hydrogène lourd.

présent le même appareil que celui que nous employons pour les mesures sur les gaz liquéfiés.



Ces travaux sont encore en cours. Une première conclusion qui en résulte est que les résultats établis antérieurement dans notre laboratoire sont confirmés. En outre nous sommes parvenus à mesurer le coefficient d'absorption pour l'Hydrogène léger normal (25 % Hydrogène para) aux températures de l'Hydrogène liquide. Ainsi nous trouvons les valeurs préliminaires suivantes:

$T = 20,3 \text{ }^{\circ}\text{abs}$	
$p$ atm	$A = \alpha \cdot \lambda$ $10^{-4} \text{ cm}$
0,721	32
0,210	61
0,132	89
0,061	158

Le coefficient expérimental vaut environ dix fois le coefficient théorique. Ces mesures seront maintenant continuées sur l'Hydrogène para pur.

#### BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. VAN ITTERBEEK et L. THYS: *Physica*, **5**, 889 (1938).
- [2] A. VAN ITTERBEEK et R. VERMAELEN: *Physica*, **9**, 345 (1942).
- [3] E. S. STEWART: *Phys. Rev.*, **68**, 231 (1945); J. L. STEWART et E. S. STEWART: *J. A. S. A.*, **20**, 585 (1948); E. S. STEWART, J. L. STEWART et J. C. HUBBARD: *Phys. Rev.*, **68**, 231 (1945).
- [4] A. VAN ITTERBEEK et W. VAN DONINCK: *Proc. Phys. Soc.*, **58**, 615 (1946).
- [5] A. VAN ITTERBEEK et A. DE BOCK: *Physica*, **14**, 609 (1949); **14**, 542 (1948); A. VAN ITTERBEEK, A. DE BOCK et L. VERHAEGEN: *Physica*, **15**, 624 (1949); A. VAN ITTERBEEK et L. VERHAEGEN: *Proc. Phys. Soc.*, **62**, 800 (1949).
- [6] A. PITT et W. JACKSON: *Canad. Journ. Res.*, **12**, 686 (1935); R. BÄR: *Nature* **135**, 153 (1935); LIEPMANN: *Helv. Phys. Acta*, **9**, 507 (1936); **11**, 385 (1938).
- [7] J. K. GALT: *Journ. Chem. Phys.*, **16**, 505 (1948).
- [8] R. M. RAO: *Ind. Journ. Phys.*, **14**, 614 (1946).
- [9] C. KITTEL: *Journ. Chem. Phys.*, **14**, 109 (1940).
- [10] A. VAN ITTERBEEK et R. VERMAELEN: loc. cit.

## Determinazione di costanti elastiche di cristalli piezoelettrici e ferroelettrici.

F. JONA

*Istituto di Fisica del Politecnico Federale - Zurigo.*

Per tutti i cristalli ferroelettrici l'effetto piezoelettrico è molto grande, il che significa che le proprietà elastiche e quelle elettriche di questi cristalli sono strettamente interdipendenti. È quindi naturale che le anomalie delle proprietà elettriche si ripercuotano sul comportamento elastico. Soprattutto nelle vicinanze del punto di Curie, ove appare una polarizzazione spontanea e la costante dielettrica in direzione dell'asse ferro-elettrico cresce iperbolicamente, le costanti piezoelettriche ed elastiche hanno un comportamento anormale.

L'esperienza dimostra che la polarizzazione all'interno di un cristallo ferroelettrico è sempre direttamente proporzionale alla deformazione dello stesso. Questa proporzionalità diretta permane anche nelle vicinanze del punto di Curie e all'interno del cosiddetto intervallo di Curie. Consideriamo, ad esempio, un cristallo le cui due facce perpendicolari all'asse ferroelettrico sono munite di elettrodi cortocircuitati. Se deformiamo il cristallo per mezzo di forze elastiche, si comincerà ad avere una polarizzazione piezoelettrica. Le cariche elettriche di polarizzazione liberate sulle facce del corpo verranno compensate dalle cariche vere sugli elettrodi cortocircuitati. Ora, avvicinandosi al punto di Curie, ove la polarizzabilità dielettrica del cristallo cresce, si avrà un aumento della polarizzazione piezoelettrica e quindi del modulo piezoelettrico. Per via della proporzionalità sussistente fra polarizzazione e deformazione si avrà anche un aumento della deformazione: il cristallo ci apparirà più molle ed il modulo di elasticità crescerà iperbolicamente. Si parla in questo caso di grandezze elastiche « a campo costante » e si fornisce al simbolo delle costanti elastiche (rispettivamente dei moduli elastici) un indice superiore  $E$ , ossia si scrive  $c_{jk}^E$  (rispettivamente  $s_{jk}^E$ ).

Se invece deformiamo un cristallo privo di elettrodi le cariche liberate sulle facce originano un campo elettrico contrario e la polarizzazione viene in tal modo praticamente annullata. Conseguentemente anche la deforma-

zione rimane piccola: il cristallo ci appare duro ed il corrispondente modulo elastico si mantiene normale. Si parla in tal caso di grandezze elastiche « a  $D$  costante », ove  $D$  sta ad indicare lo spostamento elettrico ( $D = \varepsilon \cdot E$ ), e si scrive  $c_{jk}^D$  (rispettivamente  $s_{jk}^D$ ).

Queste dipendenze delle proprietà elastiche di un cristallo ferroelettrico dalle condizioni al contorno sono state spesso trascurate da vari autori. Questo fatto ha generato una certa confusione nella interpretazione dei risultati sperimentali.

Scopo del presente lavoro è la determinazione delle proprietà elastiche di alcuni cristalli piezoelettrici e ferroelettrici con il metodo di Schäfer e Bergmann. Questo metodo si basa sulla diffrazione di un raggio luminoso per mezzo di onde ultrasonore che, generate da una piastrina di quarzo in contatto con il cristallo da esaminare, attraversano il corpo. La teoria di Fues e Ludloff, che spiega appunto il metodo di Schäfer e Bergmann, è valida solo per corpi non piezoelettrici. Occorre quindi generalizzare questa teoria per sapere se il metodo usato fornisca le grandezze elastiche a campo costante o quello a  $D$  costante.

Dallo studio teorico del problema risulta che il metodo di Schäfer e Bergmann fornisce, nel caso di cristalli ferroelettrici a effetto trasversale, le grandezze elastiche a campo costante. Le misure effettuate da ZWICKER sul fosfato di Potassio ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ) confermano questo risultato. Con lo stesso metodo ultrasonoro vengono misurate le proprietà elastiche del sale di seignette, del fosfato pesante di Potassio ( $\text{KD}_2\text{PO}_4$ ) e del clorato di Sodio ( $\text{NaClO}_3$ ) nell'intervallo di temperatura fra  $-50^\circ\text{C}$  e  $+3^\circ\text{C}$ .

Un lavoro dettagliato comparirà prossimamente (1950) sulla *Helvetica Physica Acta*.

## Allgemeine Theorie der Schallabsorption in Gasen und Flüssigkeiten.

H. O. KNESER

*Braunschweig, Physikalisch-Technische Bundesanstalt.*

Die Schallabsorption in Flüssigkeiten und Gasen wird bekanntlich in fast allen Fällen viel größer gemessen, als man nach der sogen. klassischen Theorie unter Berücksichtigung von Wärmeleitung und Viskosität erwarten sollte. Formal kann die Diskrepanz immer durch eine Druckviskositäts-Konstante gedeutet werden, und die Tatsache, daß sich einatomige Gase exakt, einatomige Flüssigkeiten nahezu «klassisch» verhalten, ist im Einklang mit dem Ergebnis der kinetischen Theorie, daß unter der Annahme kugelsymmetrischer intermolekularer Kräfte die Druckviskosität den Wert 0 annimmt. Darüber hinaus führt die kinetische Theorie für die idealen Gase zu einer befriedigenden Deutung der Schallabsorption, nämlich als Relaxation der rotatorischen und oszillatorischen Freiheitsgrade. Die Schallabsorption der Flüssigkeiten rührt, wie ihre Frequenzabhängigkeit beweist, ebenfalls anscheinend immer von Relaxationseffekten her, jedoch ist es meist zweifelhaft, welcher Mechanismus — innere Freiheitsgrade, Assoziation, Strukturbildung oder anderes — für die Relaxation verantwortlich ist. Ohne dessen Kenntnis ist es aber unmöglich, die Schallabsorption, ihre Druck- und Temperaturabhängigkeit quantitativ zu deuten.

Im folgenden wird daher eine Theorie der Schallabsorption gegeben, welche auf plausiblen, allgemein gültigen Annahmen über den Relaxationsvorgang fußend zu einer verallgemeinerten Absorptionsformel führt, die die früher abgeleiteten als Spezialfälle enthält.

### Ableitung der verallgemeinerten Absorptionsformel.

Die Tatsache, daß eine Substanz mechanische Relaxation zeigt, läßt sich durch eine modifizierte Zustandsgleichung ausdrücken [1], [2], [3]:

$$(1) \quad \dot{s} = \frac{\beta_0 p - s}{\tau} + \beta_\infty \cdot \dot{p}.$$



Darin bezeichnet  $s$  die Verdichtung,  $p$  den Druck,  $\beta_0$  und  $\beta_\infty$  die adiabatische Kompressibilität für unendlich langsame bzw. unendlich schnelle Prozesse und  $\tau$  die Relaxationszeit. Für periodische Zustandsänderungen wird

$$\frac{s}{p} = \beta_\infty + \frac{\beta_0 - \beta_\infty}{1 + i\omega\tau}.$$

Der Phasenwinkel  $\delta$  zwischen Druck und Verdichtung ist:

$$\operatorname{tg} \delta \propto \delta = \frac{(\beta_0 - \beta_\infty)\omega\tau}{\beta_0 - \beta_\infty \omega^2 \tau^2}.$$

Für die Schallabsorption  $m$  der Amplitude folgt (in der üblichen Bezeichnung):

$$(2) \quad M = \frac{m}{f^2} = \frac{\pi \operatorname{tg} \delta}{\lambda} \cdot \frac{1}{f^2} = \frac{2\pi^2}{c} \frac{(\beta_0 - \beta_\infty)\tau}{\beta_0 - \beta_\infty \omega^2 \tau^2},$$

$$(3) \quad M_0 = M(f \rightarrow 0) = \frac{2\pi^2}{c} \frac{\beta_0 - \beta_\infty}{\beta_0} \tau,$$

worin  $c$  die Schallgeschwindigkeit bedeutet. Da  $M$  sehr oft frequenzunabhängig, d.h.  $= M_0$  gefunden wird, soll hier nur diese Größe berechnet werden.

Für den Relaxationsprozess soll ein gewisser Bruchteil  $n_2$  eines jeden Mols der Substanz verantwortlich sein, der in einer weiter unten zu beschreibenden Art vor dem übrigen Teil ( $n_1$ ;  $n_1 + n_2 = 1$ ) bevorzugt sei und diesen bevorzugten Zustand bei einer Zustandsänderung mit einer gewissen Verzögerung erreicht. Dann ist der Unterschied zwischen der statischen und der momentanen Kompressibilität ( $\beta_0$  bzw.  $\beta_\infty$ ) ebenfalls nur durch  $n_2$  bestimmt, d.h.  $\beta_0 - \beta_\infty$  ist gleich dem Beitrag der bevorzugten Zustände zur Kompressibilität  $[-(1/V)(\Delta V/\Delta p)]_S$ , also:

$$(4) \quad \beta_0 - \beta_\infty = - \frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta n_2} \Big|_S \cdot \frac{\Delta n_2}{\Delta p} \Big|_{\omega=0}$$

$$(5) \quad M_0 = - \frac{2\pi^2}{c} \frac{1}{\beta_0 V} \frac{\Delta V}{\Delta n_2} \Big|_S \frac{\Delta n_2}{\Delta p} \Big|_{\omega=0} \cdot \tau.$$

Die beiden Differentialquotienten werden im folgenden mittels einer Reaktionsgleichung bzw. des Energiesatzes auf Materialkonstanten zurückgeführt.

Über die bevorzugte Modifikation werden folgende Annahmen gemacht: Um ein Molekül in diesen Zustand zu bringen, sei ein Energiebetrag  $Q/L$  ( $L$  = Loschmidt'sche Zahl) erforderlich und sein Raumbedarf wachse dabei um  $v/L$ . Dann gilt im thermischen Gleichgewicht:

$$(6) \quad \frac{n_{10}}{n_{20}} = \exp \left[ \frac{Q + pv}{RT} \right] = e^x.$$

Bei Störung des Gleichgewichts erfolge der Übergang vom einem Zustand in den anderen wie bei einer monomolekularen Reaktion <sup>(1)</sup>, d.h.

$$(7) \quad -\dot{n}_2 = k_2 n_2 - k_1 n_1.$$

Für das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten  $k_1$  und  $k_2$  gilt im Gleichgewicht wegen (6):

$$(8) \quad \frac{k_{20}}{k_{10}} = e^x.$$

Variation der Gleichung (7) ergibt:

$$-\Delta n_2 = k_{20} \Delta n_2 + n_{20} \Delta k_2 - k_{10} \Delta n_1 - n_{10} \Delta k_1.$$

Unter Berücksichtigung, daß  $\dot{n}_2 = i\omega \Delta n_2$  ist, und unter Einführung von  $k_{10} + k_{20} = 1/\tau'$  wird daraus:

$$(9) \quad -\Delta n_2 \left( \frac{1}{\tau'} + i\omega \right) = n_{20} \left( \Delta k_2 - \frac{n_{10}}{n_{20}} \Delta k_1 \right) = n_{20} k_{20} \Delta x = \frac{e^x}{(1 + e^x)^2} \cdot \frac{1}{\tau'} \cdot \Delta x.$$

Die Existenz eines energetisch bevorzugten Zustandes bedingt ferner einen Beitrag  $C_i$  zur spezifischen Wärme (bei konstantem Volumen) und zwar:

$$C_i = \frac{R x^2 e^x}{(1 + e^x)^2}.$$

Damit wird aus (9):

$$(10) \quad -\Delta n_2 = \frac{C_i}{R} \frac{1}{x^2} \frac{1}{1 + i\omega\tau'} \Delta x.$$

$\Delta x$  läßt sich wie folgt umformen:

$$\Delta x = \left( \frac{\partial x}{\partial T} \Big|_p \frac{\Delta T}{\Delta p} + \frac{\partial x}{\partial p} \Big|_T \right) \Delta p.$$

Der erste der beiden partiellen Differentialquotienten ist wegen (6) gleich  $-x/T$ , vorausgesetzt, daß  $Q$  und  $v$  temperaturunabhängig sind, der zweite gleich  $v/RT$ , vorausgesetzt, daß  $v$  nicht vom Druck abhängt <sup>(2)</sup>. Dies in (10) eingeführt ergibt mit der Abkürzung  $y = v/V$ :

$$(11) \quad \frac{\Delta n_2}{\Delta p} = \frac{C_i}{R} \frac{1}{x} \left( \frac{1}{T} \frac{\Delta T}{\Delta p} - \frac{V}{RT} \frac{y}{x} \right) \frac{1}{1 + i\omega\tau'}.$$

Der erste Hauptsatz, auf den vorliegenden, als adiabatisch angenommenen

<sup>(1)</sup> Bimolekularer Reaktionsverlauf führt praktisch zum gleichen Resultat.

<sup>(2)</sup> Der druckabhängige Teil der beim Übergang in den bevorzugten Zustand aufzuwendenden Energie ( $x \cdot RT$ ) ist gleich  $p \cdot v$ , daher  $RT \partial x / \partial p \Big|_T = v$ .

Prozess angewandt, lautet mit  $C_a = C_v - C_i =$  äußere spez. Wärme:

$$-p \Delta V = C_a \Delta T + Q \Delta n_2 + p v \Delta n_2 = C_a \Delta T + x R T \Delta n_2, \quad (12)$$

$$\left. \frac{\Delta V}{\Delta n_2} \right|_S = - \frac{R T x}{p + C_a \frac{\Delta T}{\Delta V}}.$$

Die in (11) und (12) rechts auftretenden Differentialquotienten lassen sich auf Grund allgemeiner thermodynamischer Beziehungen <sup>(3)</sup> auf das Verhältnis der spezifischen Wärme  $\gamma = C_p/C_v$  und den kubischen Ausdehnungskoeffizienten  $\alpha$  zurückführen:

$$(13) \quad \frac{\Delta V}{\Delta T} \cong \left. \frac{\partial V}{\partial T} \right|_p = V \cdot \alpha,$$

$$(14) \quad \frac{\Delta T}{\Delta p} \cong \left. \frac{\partial T}{\partial p} \right|_S = \frac{\alpha T V}{C_p} = \frac{\beta_0}{\alpha} (\gamma - 1).$$

(13) und (14) in (12) und (11) und diese Ausdrücke in (5) eingesetzt, ergeben endlich:

$$M_0 = \frac{2\pi^2}{c} \frac{1}{\beta_0 V} \cdot \frac{R T x}{p + \frac{C_i}{\alpha V}} \cdot \frac{C_i}{R} \frac{1}{x} \left( \frac{1}{T} \frac{\beta_0}{\alpha} (\gamma - 1) - \frac{V}{R T} \frac{y}{x} \right) \cdot \tau.$$

Mit der Abkürzung  $Z = p V / R T$  folgt hieraus die verallgemeinerte Absorptionsformel:

$$(15) \quad M_0 = \frac{2\pi^2}{c} \frac{C_i}{C_a} \frac{1}{1 + Z \alpha T \frac{R}{C_a}} \left( \gamma - 1 - \frac{\alpha V}{\beta_0 R} \frac{y}{x} \right) \cdot \tau.$$

### Anwendung auf einige Spezialfälle.

Für *ideale Gase* gilt  $Z = 1$ ,  $\alpha = 1/T$ ,  $\beta_0 = 1/\gamma p$  und  $C_p - C_v = R$ . Damit wird aus (15):

$$(15) \quad M_0 = \frac{2\pi^2}{c} \frac{C_i}{C_a} \left( \gamma - 1 - \gamma \frac{y}{x} \right) \cdot \tau.$$

Wenn die Anregung innerer Freiheitsgrade die Relaxation verursacht, so wird

<sup>(3)</sup> Die Anwendung dieser Beziehungen auf Relaxationsprobleme ist zwar allgemein üblich, bedarf aber einer sorgfältigen Kritik.

$y = 0$  und

$$M_0 = \frac{2\pi^2}{c} \frac{C_i R}{C_a(R + C_v)} \tau,$$

in Übereinstimmung mit der oft benützten und an vielen 2- und 3-atomigen Gasen bestätigten Absorptionsformel [4].

Ist Dissoziation die Relaxationsursache (Dissoziationswärme  $D$ ), so liefert (15) mit  $y = 1$  und  $Q = D$  die aus Einsteins grundlegender Arbeit abzuleitende Absorptionsformel über teilweise dissoziierte Gase [5].

Für *Flüssigkeiten* ist immer  $Z \ll 1$  und daher der zweite Term im Nenner von (15) gegen 1 zu vernachlässigen. Nimmt man außerdem an, daß nur Anregungs-Relaxation vorliegt, was anscheinend gerade bei den am stärksten absorbierenden Flüssigkeiten zutrifft, so wird wieder  $y = 0$  und

$$M_0 = \frac{2\pi^2}{c} \frac{C_i}{C_a} (\gamma - 1) \tau.$$

Diese Absorptionsformel wurde von HERZFELD [6] für Flüssigkeiten vorgeschlagen.

Im allgemeinen wird  $y \neq 1$  sein. Dann entsteht die Schwierigkeit, daß z.B. im Dichtemaximum des Wassers  $\alpha = 0$ ,  $\gamma = 1$  und somit  $M_0 = 0$  wird, was nicht den Tatsachen entspricht. Dieser Widerspruch löst sich, wenn man bedenkt, daß hier die Zustandsänderungen rein isotherm verlaufen. Eine Änderung des Volumens ist dann allein auf die Änderung von  $n_2$  zurückzuführen, d.h.  $\Delta V / \Delta n_2 = v = yV$ . Ersetzt man (12) durch diese Beziehung, so wird mit  $\gamma = 1$ :

$$M_0 = \frac{2\pi^2}{c} \frac{1}{\beta_0} \frac{C_i}{R} \frac{y^2}{x^2} \tau.$$

Das entspricht genau der von HALL (l. c.) abgeleiteten Absorptionsformel, die mit  $x = 0,9$  und  $y = 0,47$  und einer weiteren Annahme über  $\tau$  die Schallabsorption des Wassers zwischen 0 und 80 °C befriedigend wiedergibt.

## LITERATUR

- [1] J. FRENKEL und J. OBRASTZOV: *Journ. Phys. USSR*, **2**, 131 (1948).
- [2] J. FRENKEL: *Kinetic Theory of Liquids* (Oxford, 1946).
- [3] L. HALL: *Phys. Rev.*, **73**, 775 (1948).
- [4] H. O. KNESER: *Ann. der Phys.*, **16**, 337 (1933).
- [5] H. O. KNESER und O. GAULER: *Phys. Zeits.*, **37**, 677 (1936).
- [6] K. F. HERZFELD: *J.A.S.A.*, **13**, 33 (1941).



## Sur les tensions de radiation des ondes acoustiques.

R. LUCAS

*Professeur à la Faculté des Sciences de Paris*

Lorsqu'un fluide est parcouru par des ondes acoustiques, celles-ci exercent des actions mécaniques diverses sur les obstacles (absorbants ou réflecteurs) rencontrés par elles. On dit communément que ces actions sont dues aux pressions de radiation exercées par ces ondes.

Depuis Lord RAYLEIGH différents physiciens éminents (P. LANGEVIN, L. BRILLOUIN, etc.) se sont intéressés à cette question et le caractère tensoriel des actions mécaniques étudiées a été fortement mis en relief par L. BRILLOUIN. L'utilisation de ces actions mécaniques comme moyen d'étude des ultrasons est apparu dès les premières recherches de P. LANGEVIN en 1916. C'est en effet par la mise en évidence de la pression de radiation sur un réflecteur, solidaire d'un pendule de torsion, que l'illustre physicien constata à cette époque qu'un quartz piézo-électrique en vibration dans un liquide émettait un faisceau d'ultra-sons.

Dans ce qui va suivre, je montrerai que les actions mécaniques exercées par des ondes acoustiques planes ou sphériques, progressives ou stationnaires peuvent être évaluées par divers raisonnements qui confirment leur caractère tensoriel.

Les rôles respectifs des densités d'énergies cinétique ou potentielle s'éclairent à la suite de l'étude de ces différents cas.

On montre en passant comment on peut aborder l'étude du pouvoir réflecteur de certaines surfaces pour les ultra-sons.

### 1. — Actions mécaniques s'exerçant sur une paroi tracée dans un fluide.

La définition des efforts à l'intérieur d'un liquide soumis à des ondes peut se faire de manière analogue à celle utilisée en élasticité pour l'étude des contraintes d'un solide.

Imaginons qu'un plan idéal  $P$  traverse un volume  $V$  d'un fluide sillonné par des ondes, nous postulons que nous ne changerons rien à l'état de la portion n. 1 du volume si nous enlevons la portion n. 2, à condition que la surface de coupe  $S$  soit le siège d'efforts et de petits mouvements convenablement répartis. (Suivant l'approximation de l'acoustique, les mouvements de cette surface déformable seront très faibles). L'acceptation de cette manière d'étudier les actions mécaniques sousentend l'acceptation du principe de Huyghens-Fresnel qui permet de remplacer l'action de 2

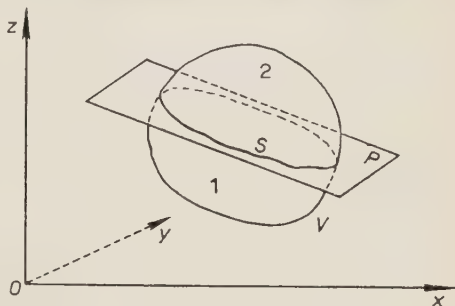


Fig. 1.

sur 1 à l'aide de cette distribution de forces et de mouvements. Nous voyons en même temps qu'il s'agit de forces au sens de Lagrange, c'est-à-dire en suivant le fluide dans ses petits mouvements.

Désignons par  $F$  la force par unité de surface de  $S$  que l'opérateur doit à chaque instant exercer dans ces circonstances (le fluide exerçant la force  $F_1 = -F$ ). Nous pouvons décomposer  $F_1$  en force normale  $N$  et en force tangentielle  $T$ . Si le fluide n'était le siège d'aucune onde, les seules actions hydrostatiques se manifestant se réduiraient à la pression  $p_0$  du fluide au repos.

Nous appellerons composantes des tensions de radiation les moyennes dans le temps de

$$N - p \quad \text{soit} \quad \bar{N} - p_0 \quad \text{et de} \quad T \quad \text{soit} \quad \bar{T},$$

en faisant les conventions de signe habituelles en élasticité.

## 2. — Force développée par une onde plane progressive sur la surface émettrice.

Le cas le plus simple est celui où la surface de coupe est parallèle à la surface d'onde acoustique progressive. Prenons le plan  $yo$  comme plan  $P$  et considérons une onde progressive se propageant dans le sens  $ox < 0$ , le déplacement  $U$  étant :

$$U = A \cos \omega \left( t + \frac{x}{v} \right).$$

Nous éliminons la région (2) du fluide et nous donnerons au plan  $P$  un mouvement vibratoire suivant  $ox$  de valeur  $\xi = A \cos \omega t$ , ainsi dans la région (1) du fluide les ondes progressives continuent à se propager. Sur le plan mobile  $P$

s'exercera la pression acoustique ( $\chi$  désignant la compressibilité)

$$\delta p = \frac{A\omega}{\chi V} \sin \omega \left( t + \frac{x}{V} \right),$$

dans laquelle l'abscisse  $x$  est égale à  $\xi$ . Il y aura donc une valeur moyenne dans le temps

$$\overline{\delta p} = \frac{1}{T} \int_0^T \delta p dt = \frac{A\omega}{\chi V} \overline{\sin \omega \left( t + \frac{\xi}{V} \right)}.$$

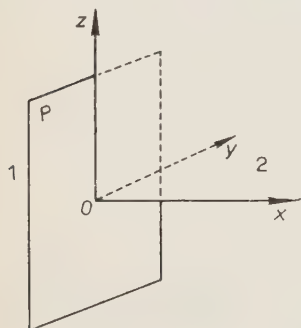


Fig. 2.

En remarquant que l'amplitude  $A$  est petite vis-à-vis de la longueur d'onde  $VT$  (domaine d'approximation de l'acoustique) on en déduit sans difficulté le résultat classique

$$\overline{\delta p} = \frac{1}{2} \frac{A^2 \omega^2}{\chi V^2} = \frac{1}{2} \rho_0 A^2 \omega^2,$$

$\rho_0$  désignant la masse spécifique du fluide au repos. Cette valeur  $\overline{\delta p}$  est égale à la densité d'énergie acoustique  $W$  (cinétique et potentielle) de l'onde. Il est facile de vérifier que le même résultat aurait été obtenu si une onde progressive  $U = A \cos \omega(t - x/V)$  se propageant du milieu 1 vers le milieu 2 avait été mise en jeu. Cette fois l'opérateur déplaçant le plan mobile  $P$  de manière à suivre le fluide dans son mouvement aurait *recueilli* de l'énergie mécanique au lieu d'en fournir. On aurait une représentation complète de cette nouvelle opération en changeant le signe du temps dans les expressions précédentes. Cette remarque nous conduit à envisager le rôle de surfaces parfaitement « absorbantes » et permettant de convertir de l'énergie acoustique en énergie mécanique. De telles surfaces jouent un rôle réciproque de celui des surfaces émettrices d'ondes.

### 3. — Tensions appliquées par des ondes progressives planes sur une surface absorbante.

L'évaluation précédente va nous permettre d'obtenir les efforts unitaires appliqués par les ondes sur une surface parfaitement absorbante, irradiée sous une incidence  $i$ . Dans le fluide nous disposons un générateur  $G$  d'ondes élastiques de grand diamètre vis-à-vis de la longueur d'onde en sorte que l'émission est dirigée selon un cône d'ouverture négligeable (faisceau cylindrique) et nous récupérons l'énergie acoustique à l'aide d'une surface  $S$  parfaitement absorbante au sens précisé plus haut. Cette énergie est à nouveau utilisée pour

entretenir l'émission du générateur  $G$ , en sorte qu'un état permanent peut se maintenir si l'on suppose négligeable les causes d'amortissement des ondes se propageant dans le fluide.

Soit  $\Sigma$  la section droite du faisceau ultrasonore issu de  $G$ . La réaction des ondes sur  $G$  se traduit par la force  $\Sigma w$ ,  $w$  étant la densité d'énergie. Montrons que les efforts moyens appliqués à  $S$  se décomposent en un effort normal et un effort tangentiel.

Donnons respectivement à  $G$  et à  $S$  des déplacements  $dl$  équipollents,  $dl$  étant choisi suivant l'intersection de  $S$  et du plan d'incidence. Les deux déplacements, effectués de manière réversible, laissent l'énergie totale inchangée, ce qui exige que  $S$  soit soumis par unité de surface à un effort tangentiel  $T$  orienté comme l'indique la figure et dont la valeur est en moyenne :

$$\bar{T} = w \sin i \cos i .$$

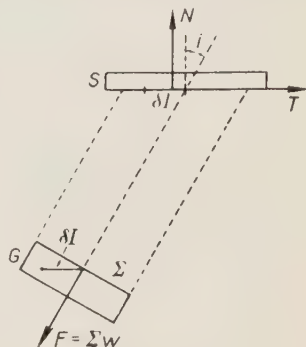


Fig. 3.

Pour obtenir l'effort normal appliqué à  $S$  il suffit de faire un raisonnement analogue au précédent en choisissant de nouveaux déplacements  $dl'$  orientés perpendiculairement à  $S$ .

On obtient dans ces conditions, par unité de surface de  $S$  une force normale de valeur moyenne

$$\bar{N} = w \cos^2 i .$$

Il résulte du caractère des équations différentielles du mouvement du fluide que les valeurs de  $N$  et  $T$  seraient les mêmes si la surface  $S$ , au lieu d'être absorbante, était une surface émissive émettant des ondes vers  $G$  dans les conditions réciproques des précédentes.

Nous voyons que le premier résultat obtenu lors de l'évaluation de la force exercée sur une surface émettrice constitue un cas particulier lié au fait que la direction de propagation de l'onde était normale à la surface.

Si une surface *émettrice* crée dans une direction oblique un faisceau d'ondes planes dont la densité d'énergie est  $W$ , cette surface est le siège de forces normales et tangentielles dont la valeur moyenne par unité de surface est

$$\bar{N} = W \cos^2 i \quad \text{et} \quad \bar{T} = W \sin i \cos i .$$

Ce résultat s'obtient encore par application des relations générales de l'élasticité. On sait que si l'on désigne par  $N_1 N_2 N_3$ ,  $T_1 T_2 T_3$  les efforts unitaires normaux et tangentiels appliqués, dans un solide, aux plans de coupe perpendi-



culaires aux axes  $ox$ ,  $oy$ ,  $oz$ , on aura les composantes  $XYZ$  de la force par unité de surface, intéressant un plan de coupe défini par ses cosinus directeurs  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , par les relations :

$$X = \alpha N_1 + \beta T_3 + \gamma T_2$$

$$Y = \alpha T_3 + \beta N_2 + \gamma T_1$$

$$Z = \alpha T_2 + \beta T_1 + \gamma N_3$$

Ces relations sont valables pour les valeurs moyennes dans le temps.

Dans le cas primitif du plan émetteur perpendiculaire à  $ox$  nous avons :  $N_1 = \overline{\delta p} = \overline{W}$ , les autres quantités en  $N$  et  $T$  sont nulles.

Pour une surface plane  $P'$  définie par

$$\alpha = \cos i, \quad \beta = \sin i, \quad \gamma = 0,$$

nous avons

$$X = W \cos i, \quad Y = 0, \quad Z = 0.$$

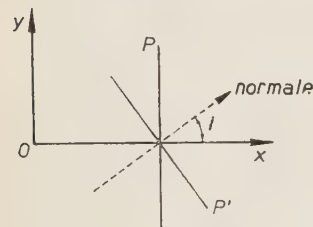


Fig. 4.

$P'$  est donc soumis à un effort normal,  $N = X \cos^2 i = W \cos i$  et à un effort tangentiel,  $\overline{T} = X \sin i = W \sin i \cos i$ ; comme obtenu précédemment.

Comment concilier le caractère tensoriel des efforts appliqués aux surfaces avec le caractère scalaire de la pression du fluide (supposé dépourvu de viscosité)?

Quelques remarques peuvent aider à saisir l'origine de cet apparent paradoxe.

Soit un fluide traversé par des ondes planes progressives décrites par le déplacement

$$a = A \sin \omega \left( t - \frac{\alpha x + \beta y}{V} \right),$$

(ondes cheminant perpendiculairement à l'axe  $oz$  du trièdre  $oxyz$ )  $\alpha$  et  $\beta$  sont les cosinus directeurs de l'onde. Les points du fluide qui, à l'état de repos appartiennent au plan  $yo$ , décrivent des mouvements de composantes :

$$\text{suivant } ox \quad \xi = A\alpha \sin \omega \left( t - \frac{\beta y}{V} \right)$$

$$\text{et suivant } oy \quad \eta = A\beta \sin \omega \left( t - \frac{\beta y}{V} \right).$$

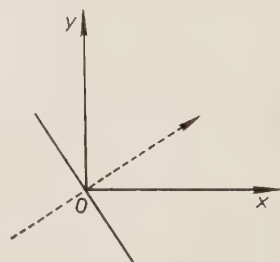


Fig. 5.

La surface qui suit le fluide dans son évolution décrit un mouvement qui est la superposition d'une onde transversale  $\xi$  et d'une onde longitudinale  $\eta$  toutes deux progressives dans le sens  $oy > 0$ . Dès lors on comprend pourquoi une telle surface, par réaction du fluide, peut être soumise à un effort *tangentiel*.

#### 4. — Cas d'une surface plane parfaitement réfléchissante.

Bien que l'on puisse obtenir les efforts appliqués à une surface parfaitement réfléchitive en traitant celle-ci comme étant à la fois absorbante et émettrice nous pouvons raisonner comme précédemment en considérant un générateur  $G$  envoyant un faisceau cylindrique se réfléchissant sur le miroir  $M$  parfaitement réfléchissant. Le faisceau est ensuite absorbé en  $A$  et l'énergie mécanique récupérée peut théoriquement servir à alimenter le générateur  $G$ . Il est clair que tout déplacement adiabatique de l'ensemble de ces éléments dans le fluide n'exigera aucun travail. On en déduit immédiatement l'absence de force tangentielle sur le miroir  $M$ . Si l'on déplace  $M$  ainsi que  $G$  et  $A$  dans une direction normale au plan du miroir d'une quantité commune  $dl = II'$  on en déduit l'effort normal par unité de surface appliqué au miroir

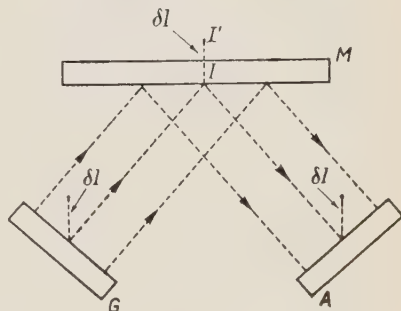


Fig. 6.

$$N = 2W \cos^2 i.$$

$W$  densité d'énergie du faisceau incident.

*Surface partiellement réfléchissante.* — Si l'on suppose qu'une partie de

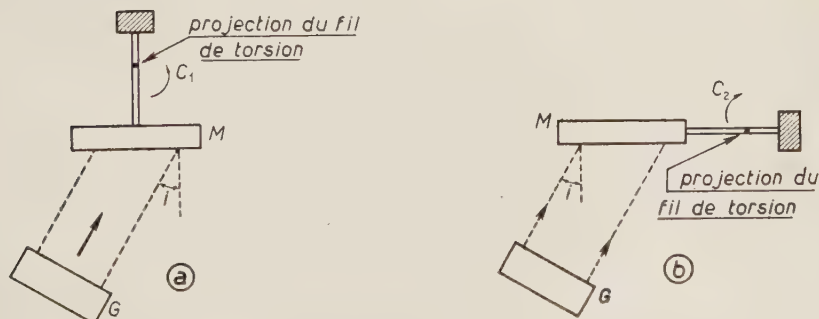


Fig. 7.

l'énergie incidente est absorbée et l'autre régulièrement réfléchi par la surface  $M$  on pourra traiter celle-ci comme étant soumise aux efforts découlant de son double rôle. Si  $r$  est le pouvoir réflecteur énergétique il y aura donc

une force tangentielle par unité de surface de valeur :

$$\bar{T} = W(1 - r) \sin i \cos i,$$

et un effort normal

$$N = W(1 + r) \cos^2 i.$$

Il résulte de là une méthode simple pour connaître ce pouvoir réflecteur (qui peut dépendre à priori de l'incidence  $i$ ).

On peut rendre le miroir  $M$  imparfait solidaire d'un pendule de torsion dans les deux positions mettant en jeu des couples  $C_1$  et  $C_2$  créés soit par  $\bar{T}$  soit par  $\bar{N}$  suivant les dispositions ci contre. Les mesures des couples  $C_1$  et  $C_2$  permettent d'obtenir le rapport  $[(1 - r)/(1 + r)] \operatorname{tg} i$  et par suite le pouvoir réflecteur  $r$ .

### 5. — Remarque sur les conditions expérimentales d'observation des tensions de radiation.

Lors de l'utilisation de palettes servant aux mesures des pressions de radiation il y a souvent lieu de tenir compte d'une éventuelle mise en mouvement d'ensemble du fluide. Lors d'une émission d'un faisceau d'ultrasons par une source, par exemple, il peut arriver que les amplitudes des ondes en deux endroits de l'axe du faisceau ne soient pas les mêmes. Ce sera le cas si l'ouverture angulaire du faisceau n'est pas négligeable (longueur d'onde élastique non négligeable devant l'ouverture du faisceau) ou si l'absorption du milieu réduit rapidement

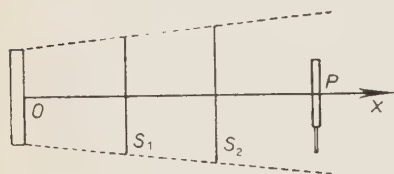


Fig. 8.

la valeur de l'amplitude de l'onde élastique. Dans ce cas une certaine masse de fluide sera soumise à des forces dues aux tensions de radiation agissant dans le sens  $ox > 0$  de la propagation des ondes et le fluide sera mis en mouvement. Une palette à pression de radiation disposée en  $P$  subira l'action simultanée du courant de fluide et les actions des radiations proprement dites. Ces phénomènes sont bien familiers pour les expérimentateurs qui doivent se prémunir contre les actions de la convection du fluide.

Si le faisceau atteint la surface libre du liquide où sont produits les ultrasons il y a un soulèvement de celle-ci. Ce phénomène peut être utilisé pour montrer les propriétés de focalisation des miroirs concaves par exemple. C'est ainsi qu'avec un miroir sphérique, il est possible de montrer que celui-ci recevant un faisceau ultrasonore incliné sur l'axe donne deux focales, sagittale et transverse mises en évidence à l'endroit de la surface libre en déplaçant progressivement le niveau du liquide.

## 6. — Tensions de radiation et densité d'énergie acoustique. Cas d'ondes sphériques progressives.

Les résultats classiques rappelés précédemment soulignent l'importance de la densité moyenne d'énergie dans les valeurs des tensions de radiation; qu'il s'agisse d'ondes progressives (où l'on a localement égalité des énergies cinétique et potentielle) ou d'ondes stationnaires, auquel cas la densité moyenne d'énergie au voisinage d'un miroir est purement potentielle. Un nouvel exemple permettra de montrer que dans certains cas la pression exercée sur une surface source peut-être liée à la seule densité d'énergie cinétique, c'est le cas d'une source sphérique telle la sphère pulsante de Bjerkness.

Soit une sphère pulsante de rayon moyen  $\varepsilon$  supposé petit devant la longueur d'onde  $\Lambda = VT$  des ondes planes de même fréquence se propageant dans le fluide entourant la sphère.

On montre que la pression  $\delta p$  acoustique dans le fluide et le déplacement  $a$  du fluide sont donnés par les relations suivantes (ondes divergentes):

$$\delta p = \frac{\alpha \varepsilon^2}{\chi r V^2} \omega \cos \omega \left( t - \frac{r}{V} \right),$$

$$a = \frac{\alpha \varepsilon^2}{\omega} \left[ -\frac{1}{r^2} \cos \omega \left( t - \frac{r}{V} \right) + \frac{2\pi}{r\Lambda} \sin \omega \left( t - \frac{r}{V} \right) \right];$$

$\chi$  compressibilité adiabatique,  $\omega$  pulsation,  $\alpha$  amplitude de la vitesse radiale de la surface de la sphère pulsante, la valeur du déplacement  $a$  est considérée comme petite vis-à-vis de  $\varepsilon$ .

A partir de ces expressions il est possible de chercher la valeur moyenne de la pression  $\overline{\delta p}$  au niveau de la surface sphérique. Il suffit pour cela de poser:  $r = \varepsilon + a$  dans l'expression de  $\delta p$  et de chercher la valeur moyenne:

$$\overline{\delta p} = \frac{1}{T} \int_0^T \delta p \, dt.$$

En tenant compte des approximation de l'acoustique on trouve ainsi

$$\overline{\delta p} = \frac{1}{2} \rho \alpha^2 \left( 1 + \frac{\omega^2 \varepsilon^2}{V^2} \right).$$

Comparons cette valeur aux densités moyennes d'énergie cinétique  $\overline{W}_c$  et



potentielle  $\overline{W}_p$  du fluide au voisinage de la sphère pulsante ( $r = \varepsilon$ ):

$$\overline{W}_c = \frac{1}{4} \rho \alpha^2 \left( 1 + \frac{\omega^2 \varepsilon^2}{V^2} \right),$$

$$\overline{W}_p = \frac{1}{4} \rho \alpha^2 \cdot \frac{\omega^2 \varepsilon^2}{V^2}.$$

La quasi totalité de la densité d'énergie est sous forme cinétique puisque la quantité  $\omega^2 \varepsilon^2 / V^2 = 4\pi^2 (\varepsilon^2 / \Lambda^2)$  est très petite vis-à-vis de l'unité.

On a donc le résultat suivant:

A la surface d'une sphère pulsante émettrice la pression de radiation a pour valeur le double de la densité d'énergie cinétique.

Si cette sphère (cas supposé précédemment) est de rayon petit vis-à-vis de la longueur d'onde cette pression est pratiquement le *double* de la densité d'énergie.

Cet exemple de la sphère pulsante est particulièrement instructif car il n'y a plus égalité des densités d'énergie cinétique et potentielle, comme dans le cas des ondes planes ce qui permet de mettre en lumière le rôle prépondérant de la densité d'énergie cinétique dans la valeur de la pression de radiation.

## 7. — Ondes sphériques stationnaires. Pression de radiation sur la paroi limitant le fluide.

Supposons un fluide siège d'ondes sphériques stationnaires, ce fluide étant enfermé à l'intérieur de deux sphères concentriques de rayons  $r_1$  et  $r_2$ . Cherchons la valeur de la pression de radiation sur la sphère de rayon  $r_2$ . La méthode utilisée dans le cas des ondes planes ne peut convenir, aussi utiliserons nous la méthode de L. BRILLOUIN basée sur l'emploi de l'invariant de Boltzmann-Ehrenfest. Au cours d'une dilatation adiabatique du volume la quantité  $(1/\nu) \overline{E}_c$  reste constante  $\overline{E}_c$  désignant l'énergie cinétique moyenne du système de fréquence  $\nu$ .

Or dans un système d'ondes stationnaires de *formes quelconques* il y a égalité entre les énergies moyennes cinétique et potentielle ainsi qu'il est facile de le constater.

$$\overline{E}_c = \overline{E}_p = \frac{1}{2} E,$$

$E$  désignant l'énergie totale.

On a donc  $(1/\nu)E = \text{constante}$  d'où  $d\nu/\nu = dE/E$ . A une variation de volume élémentaire  $dv$  correspond un travail  $\bar{p} dv = -dE$  d'où

$$\bar{p} = -\frac{E}{dv} \frac{dv}{\nu} = -2 \frac{Ep}{dv} \frac{dv}{\nu}.$$

En utilisant l'équation du potentiel  $\Phi$  des vitesses pour les ondes sphériques on trouve :

$$\Phi = \frac{A}{r} \cos \left[ \frac{\omega r}{V} + \beta \right],$$

d'où le déplacement du fluide :

$$a = -\frac{A}{\omega} \left[ \frac{1}{r^2} \cos \left( \frac{\omega r}{V} + \beta \right) + \frac{\omega}{rV} \sin \left( \frac{\omega r}{V} + \beta \right) \right] \cos \omega t.$$

Le déplacement  $a$  doit s'annuler pour

$$r = r_1 \quad \text{et} \quad r = r_2,$$

ce qui définit les valeurs de la pulsation  $\omega$  compatibles avec les conditions aux limites et l'angle  $\beta$ . On trouve ainsi

$$\operatorname{tg} \left( \frac{\omega r_1}{V} + \beta \right) = \frac{-V}{r_1 \omega},$$

$$\operatorname{tg} \left( \frac{\omega r_2}{V} + \beta \right) = \frac{-V}{r_2 \omega}.$$

Si l'on fait tendre  $r_1$  vers zéro on aura  $\beta = -\pi/2$ , d'où  $\omega$  défini par

$$\operatorname{tg} \frac{\omega r_2}{V} = \frac{\omega r_2}{V}.$$

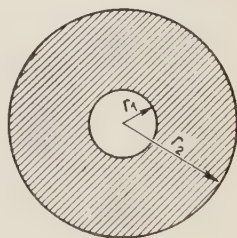


Fig. 9.

Lors d'une dilatation adiabatique de la sphère de rayon  $r_2$  nous avons donc la condition  $\omega r_2/V = \text{Const.}$

Des condition diverses :

$$\frac{p_2}{V} = \text{Const.} \quad \text{et} \quad \rho r_2^3 = \text{Const.}$$

(conservation de la masse) on déduit

$$\frac{dp}{p} = -\frac{dr_2}{r_2} \left[ 1 + 3 \frac{d \operatorname{Log} V}{d \operatorname{Log} \rho} \right],$$

la quantité  $d \operatorname{Log} V / d \operatorname{Log} \rho$  désignant la dérivée prise pour une dilatation adiabatique.

A partir de la dilatation du fluide

$$\theta = \frac{-A\omega}{V^2 r} \cos \left( \frac{\omega r}{V} + \beta \right) \cos \omega t,$$

on forme la densité d'énergie potentielle  $w_p = 1/2(\theta^2/\chi)$ , ce qui permet d'ob-

tenir la valeur moyenne de l'énergie potentielle  $E_p$  et par suite la pression de radiation

$$\bar{p} = \frac{1}{4} \rho \frac{A^2 \omega^2}{V^2 r_2^2} \left( 1 - \frac{\sin \frac{2\omega r_2}{V}}{\frac{2\omega r_2}{V}} \right) \left( 1 + 3 \frac{d \text{Log } V}{d \text{Log } \rho} \right).$$

Or il est facile de montrer que les termes facteurs de la quantité

$$\left( 1 + 3 \frac{d \text{Log } V}{d \text{Log } \rho} \right),$$

représentent précisément la valeur de la densité d'énergie *potentielle* au niveau de la sphère de rayon  $r_2$  (la densité d'énergie cinétique en cet endroit y est nulle):

$$\left( \bar{W}_p \right)_{r_2} = \frac{1}{4} \rho \frac{A^2 \omega^2}{V^2 r_2^2} \sin^2 \frac{\omega r_2}{V} \text{ et comme } \text{tg } \frac{\omega r_2}{V} = \frac{\omega r_2}{V},$$

l'égalité annoncée se vérifie sans peine.

On a donc:

$$\bar{p} = (\bar{W}_p)_{r_2} \left( 1 + 3 \frac{d \text{Log } V}{d \text{Log } \rho} \right).$$

Le terme de BRILLOUIN  $3(d \text{Lg } V/d \text{Lg } \rho)$  intervient ici parce qu'il y a modification de la densité moyenne du fluide lors de la dilatation adiabatique. Il n'avait aucune raison d'apparaître dans les exemples précédents.

Si l'on veut tirer une conclusion générale de ces divers exemples on peut observer que *les tensions de radiation mettent en jeu la densité d'énergie cinétique au voisinage de la surface considérée lorsqu'il s'agit d'ondes progressives, et la densité d'énergie potentielle lorsqu'il s'agit d'ondes stationnaires.*

Il est à présumer que dans le cas d'un problème à symétrie cylindrique (ondes stationnaires cylindriques) la méthode précédente aurait donné:

$$\bar{p} = \bar{W}_p \left( 1 + 2 \frac{d \text{Log } V}{d \text{Log } \rho} \right).$$

8. — Une application du résultat obtenu pour les ondes sphériques peut-être faite au cas de la mesure des pressions de radiation, à l'aide d'un réflecteur parfait atteint par des ondes de grand rayon équivalentes à des ondes planes.

Il doit y avoir dans ce cas équivalence entre les résultats établis par l'étude directe des ondes stationnaire planes et par l'étude des ondes stationnaires sphériques.

Considérons des ondes sphériques de grand rayon se réfléchissant sur un

réflecteur d'étendue limitée (mais de grandes dimensions vis-à-vis de la longueur d'onde). Nous sommes tentés d'appliquer la relation:

$$\bar{p} = \bar{W}_p \left( 1 + 3 \frac{d \text{Log } V}{d \text{Log } \rho} \right),$$

mais d'autre part l'étude des ondes planes stationnaires donne (L. BRILLOUIN)

$$\bar{p} = \bar{W}_p \left( 1 + \frac{d \text{Log } V}{d \text{Log } \rho} \right),$$

d'où une divergence apparente entre ces deux résultats qui doivent cependant se raccorder l'un à l'autre. Si l'on analyse les conditions expérimentales usuelles d'application aux ultrasons il est facile de voir que la divergence entre ces deux résultats disparaît. Les résultats précédents supposent essentiellement que la mesure de la pression de radiation a pour effet d'altérer la masse spécifique  $\rho$  et la vitesse du son  $V$ . Dans les conditions expérimentales usuelles il n'en est rien. Le déplacement d'une palette  $P$  à pression de radiation n'a nullement pour effet de modifier la masse spécifique  $\rho$  ni la vitesse du son  $V$  dans le milieu où se forment les ondes stationnaires que celles-ci soient planes ou sphériques. Il en résulte que *les termes en  $d \text{Log } V / d \text{Log } \rho$  doivent disparaître de l'expression des pressions de radiation*. Ce dernier point permet d'éviter une élimination de ce terme dans des conditions de raisonnement sujettes à caution.

En définitive que les ondes soient planes, ou sphériques de grand rayon, les relations conduisent à la même valeur (incidence normale)  $\bar{p} = \bar{W}_p$ .

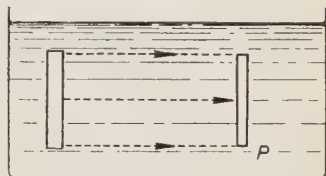


Fig. 10.



## Über Ultraschallversuche im Physikalischen Praktikum.

E. MEYER

*III. Physikalisches Institut der Universität - Göttingen*

Daß der Ultraschall geeignet ist, im physikalischen Praktikum für fortgeschrittene Studenten als Ausbildungsmittel zu dienen, sei an drei Versuchen gezeigt, die am III. Physikalischen Institut der Universität Göttingen seit längerer Zeit laufend als Übungsaufgaben ausgegeben werden.

### 1. — Messung der Schallgeschwindigkeit in Wasser.

Der erste Versuch bezieht sich auf eine genaue Bestimmung der Schallgeschwindigkeit von Flüssigkeiten, insbesondere Wasser, in Abhängigkeit von

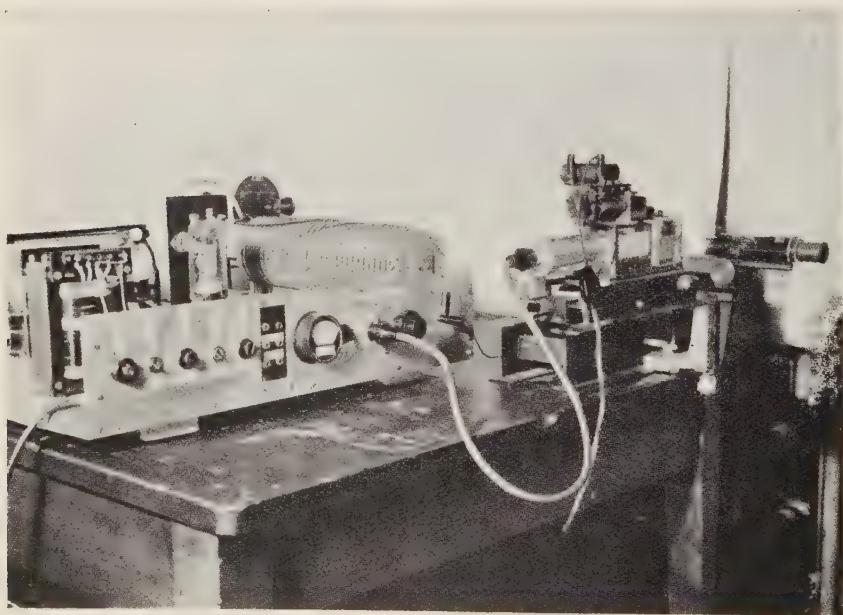


Abb. 1. — Praktikumsgerät zur Messung der Schallgeschwindigkeit.

der Temperatur [1]. Das Wasser befindet sich dabei in einer kleinen Küvette, in der mit einem Quarz als Schallstrahler stehende Schallwellen erzeugt werden. Die Wellenlänge wird in üblicher Weise optisch gemessen, wobei das parallel einfallende Licht durch das Schallfeld so abgelenkt wird, daß es bei der Beobachtung von einer Reihe von Konvergenzlinien in der Küvette herzukommen scheint, auf welche nach der Methode der sekundären Interferenzen ein Mikroskop eingestellt wird. Die verwendete Frequenz ist 2,1 MHz und wird durch einen Leuchtquarz kontrolliert. Die Flüssigkeit in der Küvette wird von der Bodenfläche her elektrisch geheizt; durch ein kleines Rührwerk wird eine möglichst gleichmäßige Temperaturverteilung hergestellt. Die Interferenzstreifen, die eine halbe Wellenlänge auseinanderliegen, werden zunächst bei einer festen Temperatur längs einer Meßstrecke ausgezählt, woraus sich bei bekannter Frequenz der Absolutwert der Schallgeschwindigkeit ergibt. Um dann den Gang mit der Temperatur zu ermitteln, wird, nach einem Vorschlag von HEUSINGER, die Zahl der Resonanzen und Antiresonanzen zwischen Quarz und Reflektorplatte, die bei Änderung der Temperatur durchlaufen werden, gezählt, indem man die Wechsel zwischen ausgeprägten und verschwindenden Interferenzstreifen feststellt. Abb. 1 zeigt die Gesamtansicht der Apparatur. Abb. 2 stellt die mit dieser Apparatur erhaltenen Schallgeschwindigkeitswerte für leichtes und schweres Wasser (Reinheitsgrad 95,2 %) zusammen. Die Meßergebnisse an leichtem Wasser stimmen mit denen aus der Literatur bekannten Werten überein [2]. Die Werte für schweres Wasser sind neu und entsprechen, von der absoluten Größe abgesehen, in ihrem Temperaturgang etwa denen für leichtes Wasser. Die Genauigkeit der Messungen mit der vorliegenden Apparatur beträgt rund 1 ‰.

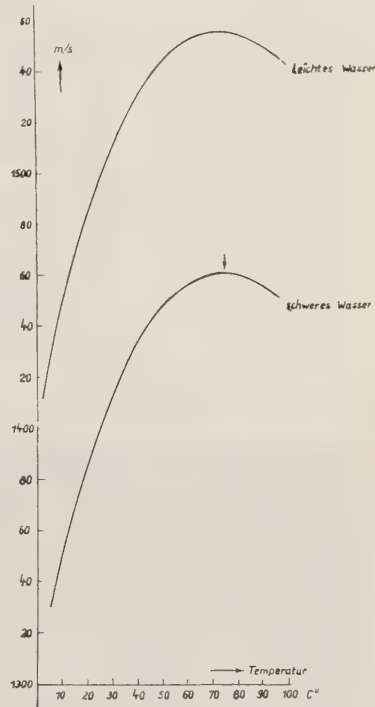


Abb. 2. – Schallgeschwindigkeit von  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{D}_2\text{O}$  in Abhängigkeit von der Temperatur.

## 2. – Messung der Schallabsorption in Kohlensäure <sup>(1)</sup>.

Ein besonders instruktiver Versuch ist die Messung der anormalen Absorption von Kohlensäure, die bekanntlich so groß ist, daß man die Schall-

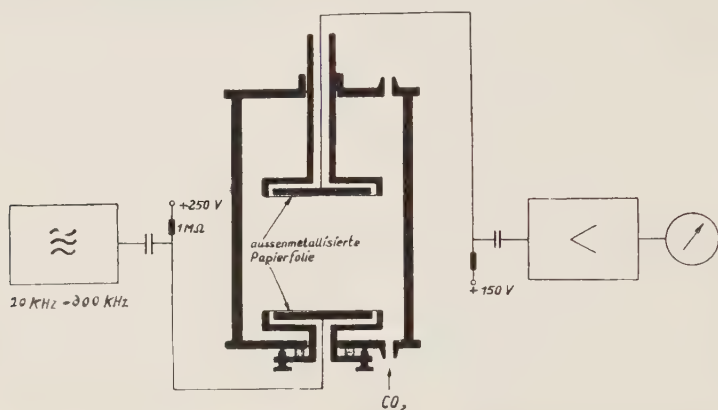


Abb. 3. – Schematische Anordnung zur Messung der Schallabsorption in CO<sub>2</sub>.

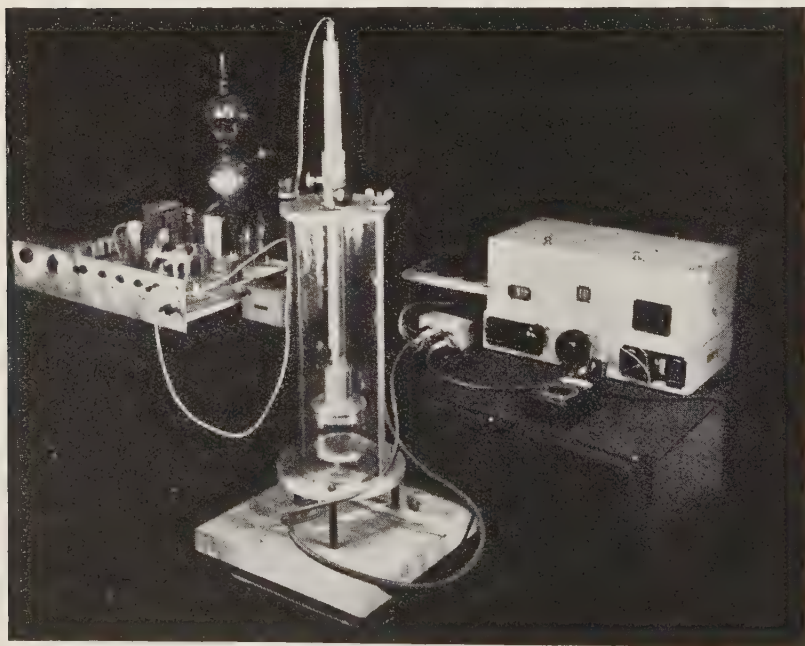


Abb. 4. – Praktikumsgerät zur Messung der Schallabsorption in CO<sub>2</sub>.

<sup>(1)</sup> Dieser und der folgende Versuch wurden von Herrn Dr. WERNER ausgearbeitet.

energieabnahme unmittelbar in fortschreitenden Wellen und in kleinen Gefäßen messen kann. Als Relaxationsvorgang in der verzögerten Gleichgewichtseinstellung von inneren Freiheitsgraden spielt sich dieser Effekt in einem sehr großen Frequenzintervall ab; dies bedeutet, daß man Schallstrahler und Schallempfänger verwenden muß, die einen großen Frequenzbereich möglichst ohne Eigenresonanzen bestreichen und die dabei genügend empfindlich sind. Hierzu eignen sich am besten elektrostatische Strahler, und zwar Kondensator-Lautsprecher und Kondensator-Mikrophone nach dem Sellschen Prinzip [3]. Eine

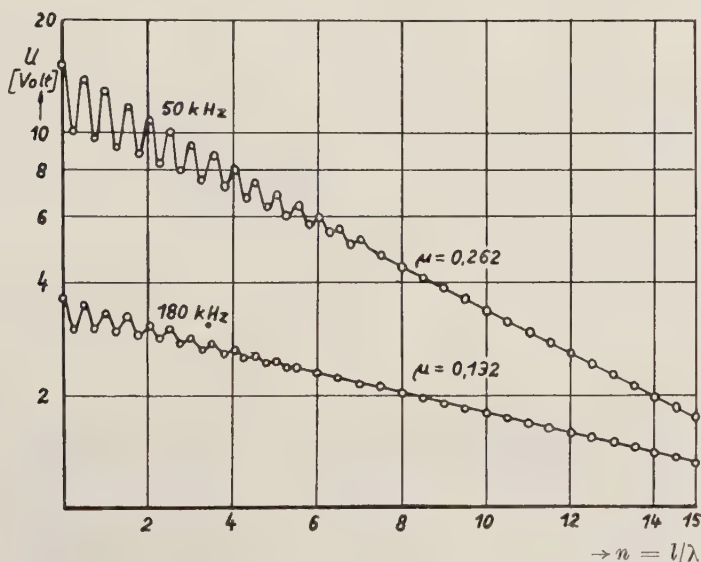


Abb. 5. – Beispiel einer Meßkurve zur Anordnung in Abb. 3.

Papierfolie 8-10  $\mu$  stark und einseitig metallbedampft, wird mit schwacher mechanischer Vorspannung über eine Gegenelektrode gelegt, die ganz glatt ist <sup>(2)</sup>. Ein solcher Strahler wirkt wie eine Kolbenmembran, hat praktisch keine Resonanzen und kann, wie im vorliegenden Falle, von 10 kHz bis zu einigen hundert kHz benutzt werden. Macht man Strahler und Empfänger genügend groß, was keine besonderen Schwierigkeiten bereitet, so ist der Abfall des Schalldrucks mit wachsender Entfernung auf Grund rein geometrischer Ausbreitung klein gegenüber dem Schalldruckabfall auf Grund der molekularen

<sup>(2)</sup> Bringt man dicht beieinander liegende Rillen in der Gegenelektrode (z.B. Rillbreite, Rillentiefe, Rillentiefe je 0,5 mm) an, so erhält man, wie Dr. KUHLE zeigt hat. Schallstrahler sehr hoher Wirksamkeit bis etwa 100 kHz. So beträgt z.B. in 1 m Entfernung von einem kreisförmigen Sender mit 85 mm Durchmesser (etwa 200 V Gleichspannung und 10 V Wechselspannung) bei 50 kHz der Schalldruck auf der Mittelsenkrechten rund 20  $\mu$ B.



Absorption. Strahler und Empfänger stehen sich in einem genügend breiten, zylindrischen Glasrohr genau parallel gegenüber und werden zur Messung der Schalldruckabnahme meßbar voneinander entfernt. Grundsätzlichen Aufbau und Gesamtapparat zeigen Abb. 3 und 4. Der elektrische Strahler liegt an

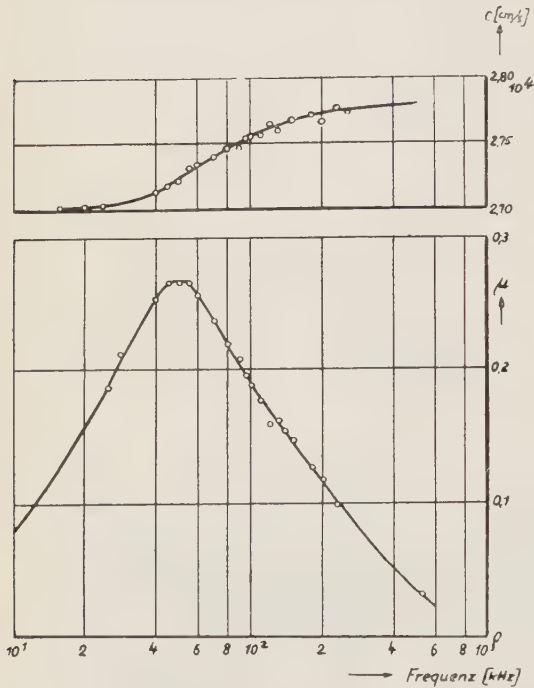


Abb. 6. – Schallabsorption und Schalldispersion in  $\text{CO}_2$ .

einem entsprechenden Hochfrequenzsummer und wird mit 250 Volt Gleichspannung und 20 Volt Wechselspannung betrieben. Der zweite Strahler dient als Mikrophon und liegt am Eingang eines kommerziellen Allwellenempfängers. Zum Versuch wird technisch reine Kohlensäure verwendet, die durch das Meßrohr laufend hindurchströmt.

Ein Beispiel einer Meßkurve ist in Abb. 5 gegeben. Für kleine Entfernungen machen sich noch stehende Wellen bemerkbar. Abb. 6 stellt die auf die Wellenlänge bezogenen Absorptionswerte zusammen, die sehr genau auf der theoretischen Kurve mit einem Maximum bei 50 kHz liegen. Aus den Schalldruckmaxima und -minima, die sich für kleine Abstände zwischen Sender

und Empfänger ergeben, läßt sich bei bekannten Frequenzen auch die Schallgeschwindigkeit bestimmen, die ebenfalls in Abb. 6 (oben) eingetragen ist.

### 3. – von Schmidtsche Kopfwellen.

Wie von SCHMIDT gezeigt hat, ist es leicht möglich, die mit einem Funkenknall in festen Körpern erzeugten Schallwellen dadurch sichtbar zu machen, daß man sie in einem angrenzenden Medium geringer Schallgeschwindigkeit, z.B. in Wasser « Kopfwellen » ziehen läßt. Besonders übersichtlich liegen die Verhältnisse, wenn man die Vorgänge in einem unendlich großen Halbraum betrachtet; in diesem Falle gibt es nämlich nur 3 Wellentypen, die Longitudinal-Wellen mit der größten Schallgeschwindigkeit, die Schubwellen und, mit ein wenig geringerer Geschwindigkeit, die Rayleighschen Oberflächenwellen.

Den Aufbau der Anordnung zeigt Abb. 7. Das zu untersuchende Material, z.B. Aluminium in Form einer großen dicken Platte, befindet sich in einer mit Wasser gefüllten Küvette und wird durch einen in Wasser überspringenden

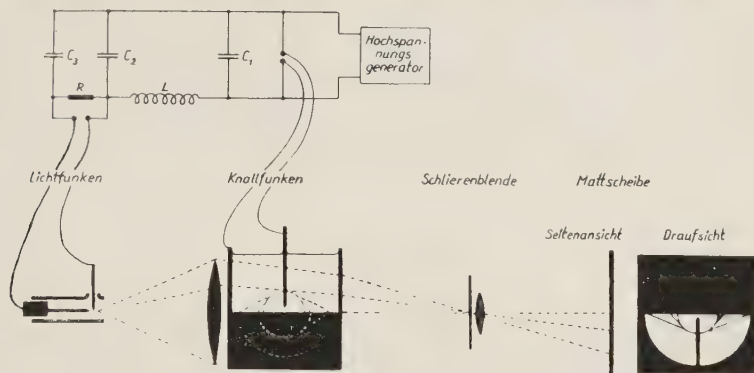


Abb. 7. – Messung der Wellenfronten von Funkenschallwellen in festen Körpern.

Funken zu Schallschwingungen angeregt. Durch einen LC-Kreis verzögert folgt kurz danach der Beleuchtungsfunken. Durch eine Schlierenoptik wird

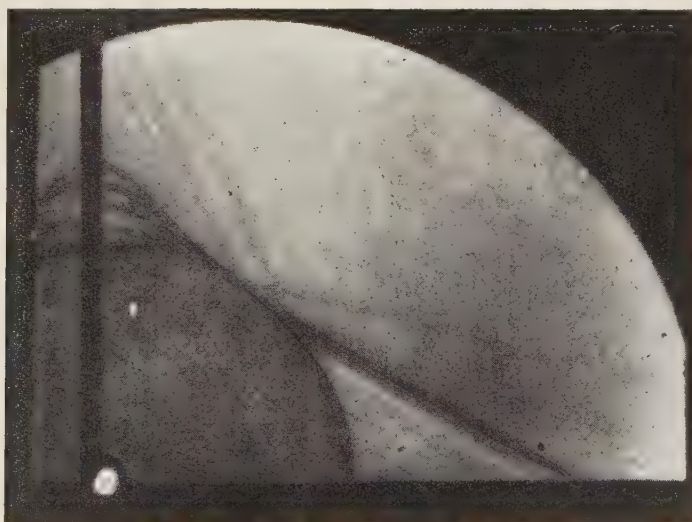


Abb. 8. – Kopfwellen in Wasser, herrührend von elastischen Wellen in festen Körpern.

dafür gesorgt, daß nur das an den Knallwellen in Wasser gebeugte Licht auf den Schirm oder die Photoplatte gelangt. Die Erscheinung ist so lichtstark, daß man sie gut mit bloßem Auge beobachten kann. Ein Beispiel zeigt Abb. 8, in der außer der Kugelwelle im Wasser noch die 3 Kopfwellen sichtbar sind,

die den obengenannten Wellentypen zugeordnet werden können. Nimmt man anstelle des unendlich ausgedehnten Halbraumes, endliche Platten oder Stäbe endlicher Breite, so erhält man innerhalb des Materials eine große Zahl von Reflexionen, die sich durch die in das Wasser austretenden Kopfwellen bemerkbar machen. Aus der Neigung der Kopfwellen (Machscher Winkel) ergeben sich bei Kenntnis der Schallgeschwindigkeit in Wasser sofort die elastischen Daten für das verwendete Material. Der Versuch ist zugleich ein Anschauungsmodell für die Ausbreitung der seismischen Wellen in der Erde.

#### LITERATUR

- [1] Diplomarbeit H. HEUSINGER: *Naturwissenschaften*, **36**, 279, (1949).
- [2] A. GIACOMINI: *Acta pont. acad. scient.*, **6**, 87 (1942).  
G. W. WILLARD: *Journ. Acoust. Soc. Am.*, **19**, 235 (1947).
- [3] H. SELL: *Zeits. f. techn. Phys.*, **18**, 3 (1937).

## Reverberation Measurements in Liquids.

C. E. MULDER

### Introduction.

The ultrasonic absorption in liquids can be determined by measuring the decrease of the intensity in a progressive wave radiated by a suitable sound-source. Several methods can be used for this purpose, but difficulties arise, if the absorption is small e.g.  $< 1$  dB/m. We have made measurements of such small absorptions, especially in water and aqueous solutions, with a reverberation method. Examples of analogous measurements have already been described by KNUDSEN [1] and MEYER [2]. The procedure would be very simple, if the sound absorption only took place in the liquid, but complications are caused by additional absorptions near and in the walls of the vessel containing the liquid. Nevertheless, this method offers promising possibilities for the measurement of small absorption coefficients.

### Method.

The liquid is generally contained in an aluminium vessel with a volume of some liters. Two small piezoelectric crystals are coupled acoustically to the bottom by a drop of kerosene. One of the crystals is connected to a h.f. generator and acts as a sound-source. The second crystal is the microphone and is connected to an amplifier. The vessel is filled with sound-energy by the sound-source. After this source has been stopped, the sound in the vessel reverberates according to

$$(1) \quad \begin{cases} \hat{p} = \hat{p}_0 \exp [-\delta' t] = \hat{p}_0 \exp [-t/T] & \text{or} \\ E = E_0 \exp [-2\delta' t] = E_0 \exp [-2t/T], \end{cases}$$

where  $\hat{p}$  = amplitude of sound-pressure,  
 $E$  = sound energy,  
 $\delta'$  = attenuation coefficient,  
 $T$  = reverberation time.



The reverberation time is defined as the time constant of the decay of the sound-pressure. It can be measured at the output of the microphone amplifier and is of the order of 10 milliseconds in our experiments.

As in reverberation measurements for room acoustics, the exponential decay of the sound-pressure is obscured by interference-phenomena between the different modes of vibration of the acoustical system, in this case the vessel with the liquid. The fluctuations caused by this effect, can be diminished by using a frequency-modulated signal. We used a warble-tone 15-20 kHz wide, around the mean frequency of  $\sim 1$  MHz.

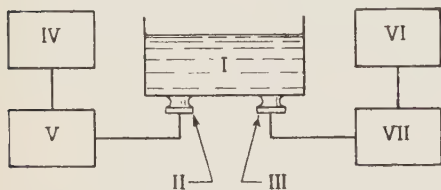


Fig. 1. - Schematic arrangement of the reverberation measurements.

I reverberation vessel, II sound-source, III microphone, IV modulator, V generator, VII amplifier, VI apparatus for the measurement of the reverberation time.

### The sound field.

If absorption occurs only in the liquid (which would be the case for a liquid volume hanging free in space) the sound-energy during the reverberation decays according to

$$(2) \quad \hat{p} = \hat{p}_0 \exp [-\delta t],$$

where  $\delta = \alpha c$ ,  
 $\alpha$  = absorption coefficient of the liquid,  
 $c$  = velocity of propagation of sound in the liquid.

In this case the measurement of  $\delta$  immediately gives  $\alpha$ . However, the situation is complicated by the presence of the walls of the vessel.

If viscosity and heat-conduction are neglected, the sound-field is a pure compressional wave-field throughout the whole liquids built up by the modes of vibration of the system. At the walls the boundary-condition must be satisfied that  $v_n$ , the normal component of the particle-velocity of the liquid must be equal to the normal component of the velocity of the wall. Two extreme cases are possible:

- 1) the wall is completely rigid:  $v_n = 0$ ,  $v_t \neq 0$ ;
- 2) the wall is a pressure-release wall:  $v_t = 0$ ,  $v_n \neq 0$ ;

where  $v_t$  is the tangential component of the particle-velocity of the liquid at the wall.

Case 2) is valid for the liquid surface, where air is the neighbouring me-

dium. The walls of the vessel are aluminium plates  $\sim 1$  mm thick. They belong neither to case 1) nor 2), but show an acoustical impedance  $Z$  which can be computed only by complicated calculations. It can be shown, that the vibration of the walls is a superposition of waves of symmetrical and asymmetrical types, as described by LAMB [3]. The impedance of the walls does not only depend on the frequency, but varies with the type of the mode of vibration, to which it is exposed and can have practically every value between  $-\infty$  and  $+\infty$ . However, for most of the modes of vibration of the liquid it can be shown, that  $Z$  is high compared to the impedance of the liquid and so case 1) is valid for the walls of the vessel in a good approximation.

If viscosity is taken into account, attention must be paid to the heavily damped viscosity-waves which are generated in a thin layer of the liquid near the walls. The existence of these additional waves can be shown from the general hydrodynamical equations. The correct solution for the sound field in this case is a superposition of the original compressional field and the viscosity-waves in such a manner that the resulting tangential particle-velocity at the wall  $v_t + v_{\eta t}$  (where the index  $\eta$  stands for viscosity-waves) is zero now, due to the fact that the liquid layer touching the wall, clings to it. In these viscosity-waves an amount of energy is lost per second and per  $m^2$  equal to

$$(3) \quad \overline{v_t^2} \sqrt{\frac{\omega \rho \eta}{2}},$$

where  $\rho = \text{density}$   
 $\eta = \text{shear viscosity}$   $\left\{ \begin{array}{l} \text{of the liquid.} \end{array} \right.$

This formula shows the importance of the boundary-conditions upon which  $v_t$  depends. For a pressure-release wall  $v_t = 0$  and no viscosity-waves are present at all. The losses are extreme for a rigid wall.

In the complete solution for the sound-field, moreover, thermal-waves at the walls must be taken into account, but their influence is small and may be neglected.

### A reverberation formula.

The simple expression for the attenuation coefficient during the reverberation from (2),  $\delta = \alpha c$ , must be corrected, due to the causes mentioned. The numerical calculation of these corrections is possible if two assumptions are made:

- 1) the sound energy is homogeneously distributed in the vessel,
- 2) the walls behave as practically rigid walls.

We find for the resulting attenuation coefficient  $\delta'$  in a cylindrical vessel

of radius  $R$ , height  $H$  completely filled with liquid

$$(4) \quad \delta' = \delta + 1.18 \left( \frac{2}{R} + \frac{1}{H} \right) \sqrt{\frac{f\eta}{\rho}} + \frac{140}{\rho H} + \frac{q}{V},$$

$V$  = volume,  $q$  = a constant.

The last two terms of the equation are small and indicate the losses by radiation into the air and the losses by conduction to the crystals, etc., respectively. The term containing  $\eta$  follows from (3).  $[(2/R) + (1/H)]$  is the total area of the walls covered with liquid, divided by the volume of the liquid. In the above equation only well known physical constants of the liquid occur, with the exception of  $\delta$ , which is to be determined. No correction is made for the losses in the material for two reasons. First the wall behaves as very rigid and moreover the absorption coefficient of aluminium is very small [4]. However, it is absolutely necessary that the vessel is pressed from one piece of material. The table shows results for water with the corrections.

TABLE.

*Reverberation measurements in a cylindrical vessel filled with water. Correction from (4)*

	Units	18 °C			25 °C		
		750 kHz	1010 kHz	1500 kHz	750 kHz	1010 kHz	1500 kHz
Measured $T$	ms	21.6	14.6	8.4	24.3	17.1	9.8
$\delta' = 1/T$	s <sup>-1</sup>	46.0	68.5	118.5	41.0	58.5	102.0
$1.18[(2/R) + (1/H)]\sqrt{f\eta/\rho}$	s <sup>-1</sup>	24.5	28.0	35.0	22.5	26.0	32.0
$140/\rho H$	s <sup>-1</sup>	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5
$q/V$	s <sup>-1</sup>	0	0	0	0	0	0
$\delta = \alpha c$	s <sup>-1</sup>	20.0	39.0	82	17.0	31.0	68.5
$\alpha \cdot 10^3$	m <sup>-1</sup>	1.33	2.60	5.5	1.17	2.06	4.45
$\alpha/f^2 \cdot 10^{12}$	m <sup>-1</sup> s <sup>2</sup>	25.0	25.5	25.5	21.0	20.5	20.0

The following constants have been used:

$$\begin{aligned} R &= 0.14 \text{ m}, & \eta &= 0.89 \cdot 10^{-3} \text{ N m}^{-2}\text{s at } 25 \text{ °C}, \\ H &= 0.10 \text{ m}, & \eta &= 1.05 \cdot 10^{-3} \text{ N m}^{-2}\text{s at } 18 \text{ °C}, \\ \rho &= 1000 \text{ kg/m}^3, & c &= 1500 \text{ m/s}. \end{aligned}$$

### Ultrasonic absorption in electrolytic solutions.

Many solutions of electrolytes in water show an appreciable extra absorption compared to pure water in the frequency region investigated here. An interesting example is given by a solution of  $\text{MgSO}_4$ .

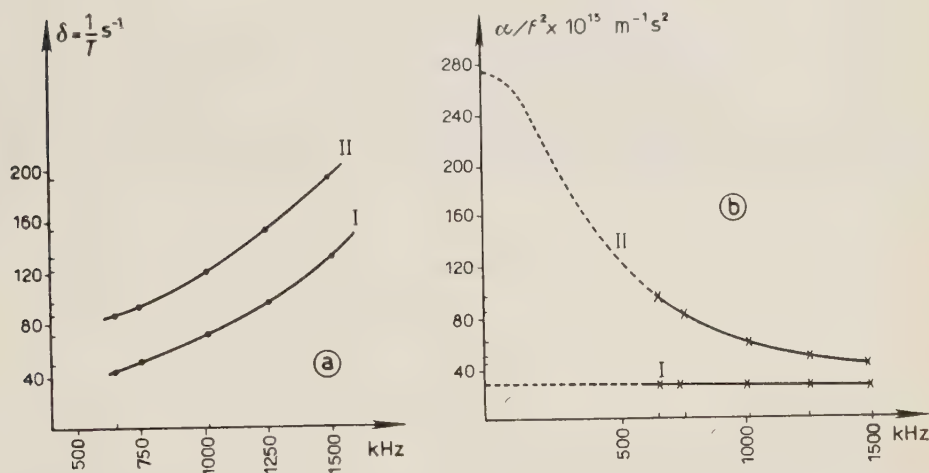


Fig. 2. - a) Values of  $\delta' = 1/T$  for an aluminium vessel filled with pure water (I) and 0.04 mol  $\text{MgSO}_4$  (II) at 16 °C; b)  $\alpha/f^2$  for (I) and (II).

For this solution  $\alpha/f^2$  is not independent of frequency. Strong indications are present, that the excess absorption is caused by a relaxation phenomenon with a relaxation frequency near 0.5 MHz. An interesting peculiarity is that in solutions of  $\text{MgCl}_2$  or  $\text{Na}_2\text{SO}_4$  of equivalent concentration the excess absorption is very small compared to  $\text{MgSO}_4$ .

For a number of salts e.g. cupri-acetate still higher absorptions are present in this frequency region, but so far no indications of relaxation phenomena with a relaxation frequency in this region have been found.

### REFERENCES

- [1] V. J. KNUDSEN: *Journ. Acoust. Soc. Am.*, **3**, 126 (1931).
- [2] E. MEYER a. o.: *Schallausbreitung im Wasser*, p. 34.
- [3] H. LAMB: *Proc. Roy. Soc.*, **93**, 114 (1917).
- [4] W. P. MASON and H. J. MC SKIMIN: *Journ. Acoust. Soc. Am.*, **19**, 764 (1947).  
The reader is also referred to: C. E. MULDER: *Appl. Sci. Res.*, B **1**, 149 (1948) and B **1**, 341 (1950); *Nature*, **164**, 347 (1949).

## Contribution à l'étude de la sirène de Hartmann.

M. PALMÉ

*Société Nationale des Chemins de Fer Français*

### Introduction.

La sirène de Hartman est un émetteur puissant, simple et peu coûteux, qui convient particulièrement bien à l'émission d'ultra-sons de grande intensité dans l'air.

Ayant eu à utiliser des syrènes de Hartmann pour des recherches relatives aux brouillards, nous avons été amené à imaginer des appareils de mesure et à modifier quelque peu les caractéristiques classiques de la sirène de Hartmann. Le résultat a été une agumentation notable de la puissance des ces émetteurs.

Il nous a semblé que l'expérience ainsi acquise pourrait avoir quelque utilité pour les laboratoires qui utilisent de tels appareils.

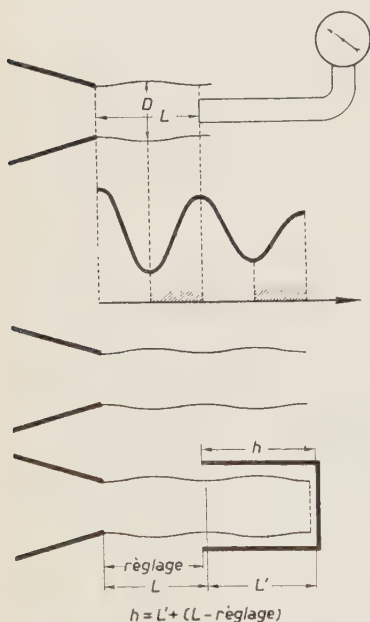


Fig. 1. — Principe du fonctionnement de la sirène de Hartmann.

### Rappel de quelques données (fig. 1).

La théorie de la sirène de Hartmann est bien connue: nous n'y reviendrons donc pas, nous bornant à rappeler que si l'on alimente une tuyère par un gaz à une pression assez élevée pour que la vitesse de sortie soit égale à la vitesse du son, le jet gazeux présente une structure périodique, avec des diamètres alternativement croissants et décroissants lorsqu'on s'éloigne de la tuyère (fig. 2).

Si l'on présente alors l'embouchure d'un résonateur dans une des zones



décroissantes, des vibrations intenses prennent naissance. On a réalisé ainsi une sirène de Hartmann <sup>(1)</sup>.

On emploie en général un résonateur cylindrique dont les dimensions déterminent la fréquence des oscillations émises.

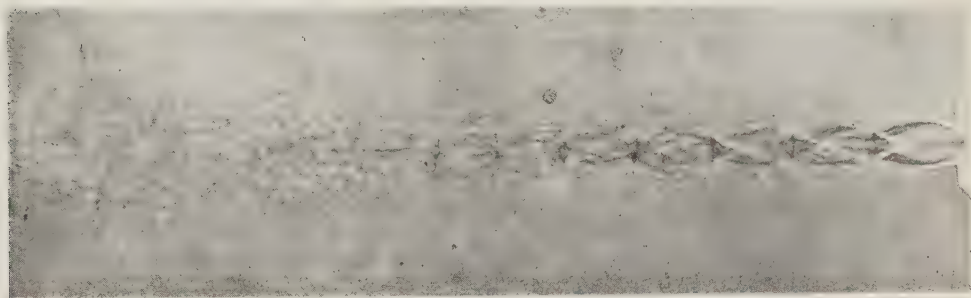


Fig. 2. - Photographie du jet d'une sirène type Hartmann, par la méthode de stries.

On a fréquemment admis:

1) que le diamètre du résonateur devait être égal à sa profondeur et aussi au diamètre de la tuyère;

2) qu'on avait intérêt à opérer à une pression aussi forte que possible.

Nous allons voir que tout ceci n'est vrai qu'en première approximation et qu'en réalité on obtient de meilleurs résultats en s'écartant un peu de ces relations.

### Exemple de dispositif expérimental.

La fig. 3 représente un exemple de dispositif expérimental. On y aperçoit la tuyère et le résonateur dont la distance à cette dernière est variable et mesurable à l'aide d'un dispositif imité du palmer, car le réglage demande à être fait avec beaucoup de précision; la concordance des axes de la tuyère et du ré-

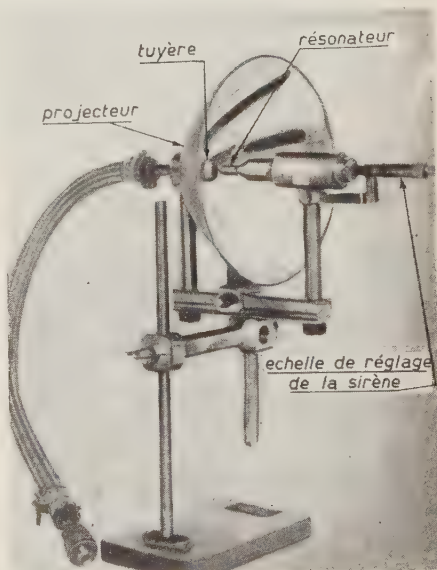


Fig. 3. - Exemple de dispositif expérimental.

<sup>(1)</sup> D'ailleurs, d'une façon très générale, ainsi que l'a montré récemment R. KLING, un jet d'air à vitesse sonique provoque toujours la formation d'ondes ultra-sonores, surtout si un obstacle est interposé sur le parcours du jet.

sonateur doit être respectée avec le maximum d'exactitude, un faible excen-trement conduisant à des différences de puissance importantes. La sirène de Hartmann ne produit pas d'effet directionnel comme un émetteur à quartz <sup>(2)</sup>: pour obtenir une intensité suffisante, nous avons dû utiliser un projecteur parabolique grâce auquel on obtient une concentration de l'énergie dans un étroit faisceau où l'amplitude devient importante. La position du projecteur est réglable afin d'obtenir une forme optimum du faisceau.

Nous avons utilisé toute une gamme de tuyères et de résonateurs tels que

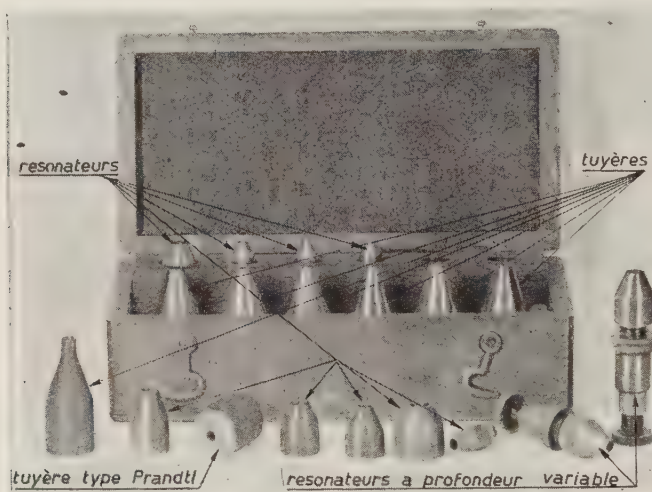


Fig. 4. — Coffret contenant les tuyères et résonateurs.

ceux représentés sur la fig. 4 qui, munis de pas de vis de mêmes caractéristiques, se montent facilement sur le même dispositif. On réalise ainsi, avec une extrême simplicité, un grand nombre de combinaisons variées, de fréquences et de puissances différentes. L'alimentation en air comprimé est faite à l'aide de bouteilles munies de détendeurs avec pointaux de réglage.

#### Exposé des essais faits à l'aide de la méthode des stries.

Pour bien analyser le fonctionnement de la sirène, le meilleur procédé consiste à observer, à l'aide de la méthode dite des « stries », ce qui se passe dans le jet d'air, avec et sans résonateur.

a) *Essais faits sans résonateurs.* — L'examen des photographies telles que celles de la fig. 2 montre:

(2) Voir plus loin.

- 1) que les « périodes » successives de la veine gazeuse vont en diminuant tout en restant géométriquement semblables entre elles;
- 2) que les variations de  $D$  et  $L$  en fonction de la pression sont à peu

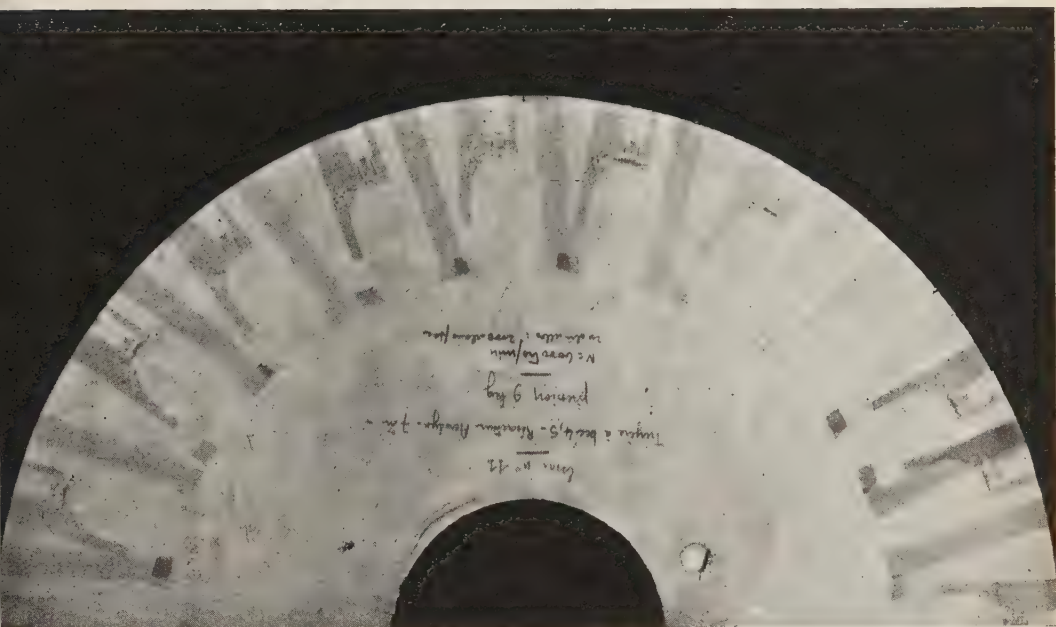


Fig. 5. — Relevé, par la méthode des stries, sur papier sensible monté sur disque tournant à grande vitesse.

près linéaires,  $L$  croissant d'ailleurs plus vite que  $D$ , c'est-à-dire que chaque « période » prend une forme plus étirée lorsque la pression s'élève.

*b) Essais fait avec résonateur (fig. 5 et 6).* — Le phénomène cesse d'être permanent et devient périodique: on doit donc employer, au lieu d'une seule décharge, un train d'étincelles et le papier sensible, au lieu d'être fixe, doit être monté sur un disque tournant à grande vitesse (6 000 t/min).

On constate:

- 1) que le diamètre de la veine varie en fonction du temps au cours d'une oscillation complète;
- 2) que le diamètre maximum de la veine, lorsqu'il y a un résonateur, est sensiblement égal au diamètre de la veine libre;
- 3) la forme de l'onde de Riemann (visible sur les photos) et l'écoulement de l'air dépendent de la pression d'une part, de la forme et du diamètre du résonateur d'autre part;
- 4) les ondes ultra-sonores prennent naissance, par groupes de deux, à

chaque apparition de l'onde de Riemann, vers la circonférence d'extrémité du résonateur;

5) pour des pressions d'air  $< 1,9$  kg, c'est-à-dire pour des vitesses du



Fig. 6. — Détail de la Figure 5.

jet  $<$  vitesse du son, il n'y a pas d'ondes, ce qui confirme la théorie de la sirène;

6) le résonateur doit être placé à une distance de la tuyère légèrement inférieure à la longueur de la première période.

### Essais au banc.

Ces essais nous ayant permis d'analyser le fonctionnement de la sirène, nous avons procédé ensuite à des mesures méthodiques des caractéristiques des ondes ultra-sonores émises.

Ces mesures ont été faites à l'aide des appareils que nous allons décrire ci-après.



### Appareils de mesure.

a) *Mesure des fréquences.* — Elle se fait à l'aide d'un tube à résonance, rempli de fumée (fumée de tabac, par exemple), et dont l'orifice est obturé par un bouchon annulaire recouvert de papier fin (pour éliminer les remous

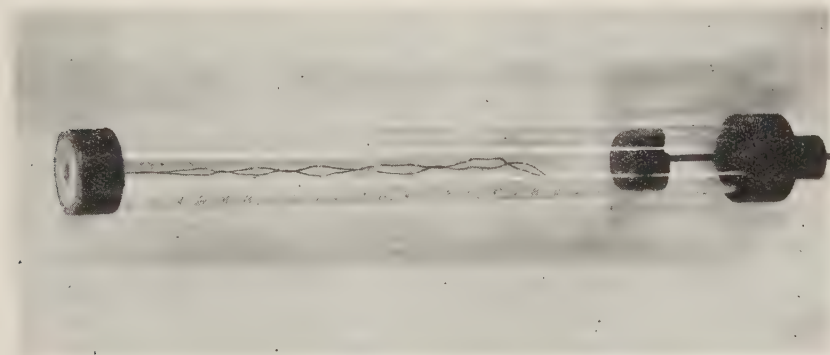


Fig. 7. — Tube à résonance.

produits par le jet gazeux). Lorsque la longueur du tube, ajustable par un piston, correspond à la résonance, la fumée se condense instantanément et se colle sur la paroi du tube en formant des figures périodiques qui se reproduisent de façon identique pour des distances  $= \lambda/2$ . D'où  $\lambda$  (fig. 7 et 8).

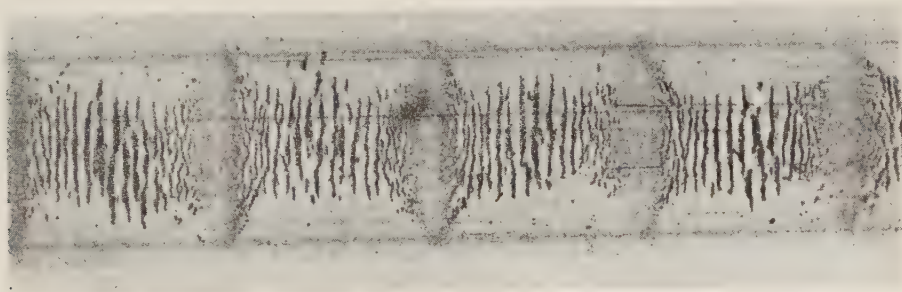


Fig. 8. — Depot de fumée de tabac sur la paroi du tube à résonance.

b) *Mesure des puissances.* — Il est difficile de mesurer la puissance d'une sirène de Hartmann avec un radiomètre ordinaire pour deux raisons :

1) la détente de l'air dans la tuyère amène fréquemment des condensations qui rendent la puissance émise irrégulière. Il faut donc un radiomètre très stable;

2) la puissance émise varie dans de larges limites suivant les diffé-



rents facteurs que l'on modifie. Le radiomètre doit couvrir par conséquent une gamme de sensibilités des plus étendues.

Après avoir utilisé successivement un radiomètre à couple antagoniste magnétique, puis un autre à couple électromagnétique, nous avons finalement réalisé le radiomètre mécanique décrit ci-après.

### Radiomètre Mécanique.

Cet appareil comporte (fig. 9-10) une palette ou cible  $C$ , constituée par une lame de mica placée dans l'axe du faisceau d'ultra-sons perpendiculairement à la direction de l'émission.

Cette palette est solidaire d'une aiguille  $A$  reliée par un fil fin  $f_1$  à un équipage comportant un autre fil fin  $f_2$ , mobile autour d'un axe  $B$ , et tendu par un poids  $\pi$ . Ce second fil passe sur une poulie  $D$  et porte en  $B$  un petit miroir  $M$ . Les axes  $B$  et  $D$  sont fixés sur un ensemble rigide pouvant se déplacer parallèlement à lui-même au moyen d'une crémaillère.

L'appareil est réglé au départ de manière à ce que l'aiguille  $A$  coïncide avec le zéro de la graduation lorsque la palette est perpendiculaire au faisceau ultra-sonore.

La pression de radiation agissant sur la palette, celle-ci subit une répulsion en entraînant le fil  $f_1$  et l'équipage auquel il est relié. On déplace alors ce dernier jusqu'à ramener la palette perpendiculairement au faisceau. Dans ces conditions, le fil  $f_2$  fait avec la verticale un angle  $\alpha$ . La déviation se mesure par la méthode de Poggendorf au moyen du petit miroir  $M$  et d'une échelle graduée distante de  $e$  du miroir  $M$ .

Dans les conditions d'établissement de l'appareil et les angles étant très petits, l'intensité de la force de tension  $F_1$  proportionnelle à la pression de radiation, est donnée par la formule:

$$F_1 = \pi \frac{\Delta}{e},$$

où  $\Delta$  est la déviation (en millimètres) lue sur l'échelle.

On règle la valeur de  $\pi$  pour que la déviation ne sorte pas des limites de la graduation.

La force  $F$  agissant sur la cible se déduit de la formule:

$$F = \frac{\pi \Delta}{e} \cdot K,$$

où  $K$  est le rapport des bras de levier; et la puissance acoustique reçue par la cible est

$$P_r = \frac{cF}{2},$$

$c$  étant la vitesse du son.

*Remarque I.* — L'exactitude est très satisfaisante car  $\alpha$  et  $\pi$  sont mesurés avec beaucoup de précision.

Les variations de  $F$  en fonction de  $\alpha$  sont telles qu'il en résulte une excellente stabilité, d'où facilité de lecture.

Enfin, la sensibilité varie dans de larges limites puisqu'il suffit de modi-

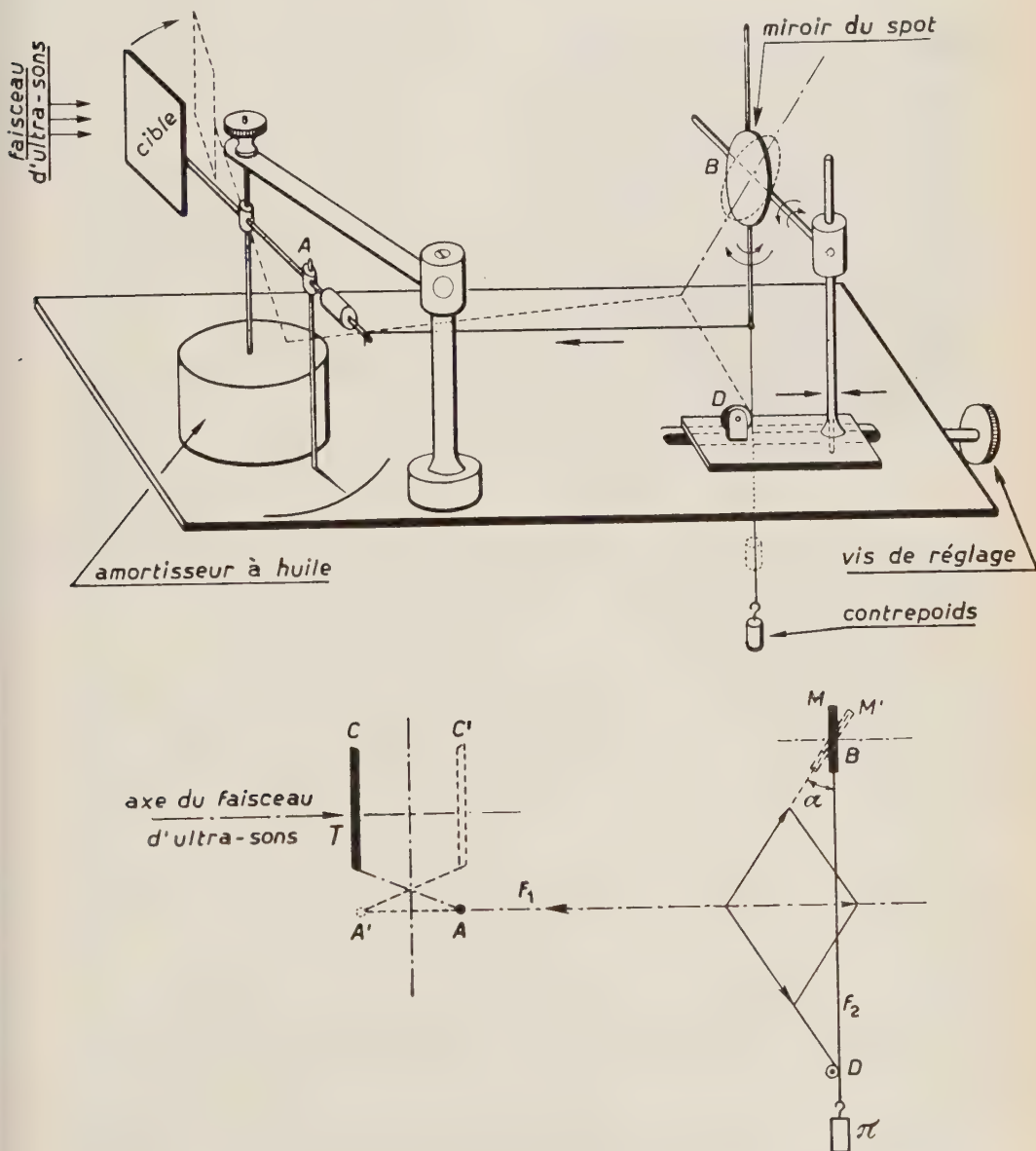


Fig. 9. — Radiomètre.

fier  $\pi$  pour la régler. Elle peut être *très grande* car il est possible d'apprécier  $\Delta$  au mm et que  $\pi$  peut être de l'ordre du centigramme. Dans ces conditions, si  $e = 2$  m, on pourra théoriquement apprécier une force  $F$  de l'ordre de  $1/200\,000$  de g.

Pratiquement, avec un  $\pi$  de l'ordre du décigramme, une force  $F$  de l'ordre du milligramme correspond à une déviation de 20 mm sur l'échelle graduée.

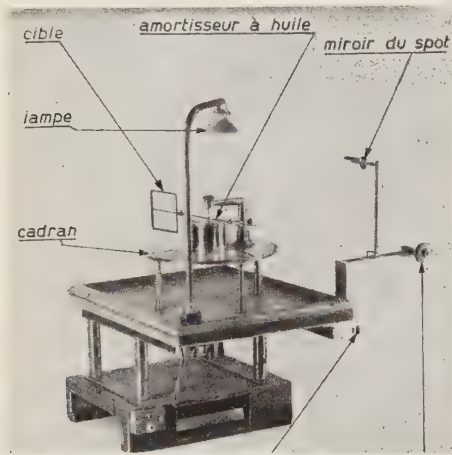


Fig. 10. — Radiomètre mécanique.

On observe aussi que la quantité d'énergie la plus importante se trouve dans le quadrant situé côté tuyère.

Ces remarques sont importantes pour la forme des projecteurs et pavillons à employer.

b) *Courbe de puissance.* — Si on alimente la sirène à une pression déterminée, on s'aperçoit, comme il a déjà été dit précédemment, que la puissance produite est maxima pour une certaine distance entre la tuyère et le résonateur, un peu inférieure à  $L$ .

Si on porte en abscisse la pression en  $\text{kg/cm}^2$ , et en ordonnée la pression de radiation, ou ce qui revient au même la puissance de la sirène, on obtient

*Remarque II.* — Dans le cas où le fil est vertical et ne passe pas sur la poulie  $D$ , on a :

$$F = \pi \frac{\Delta}{2e} \cdot K,$$

c'est-à-dire que la sensibilité est multipliée par 2.

#### Résultats des essais au banc.

a) *Courbe polaire de répartition de l'énergie.* — Cette courbe est représentée par la fig. 11. On y remarque la présence de 2 maxima de l'énergie émise.

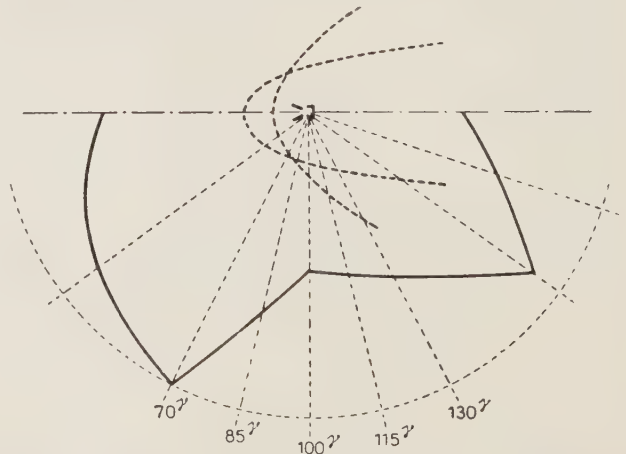


Fig. 11. — Courbe polaire de répartition de l'énergie.

des courbes telles que celles de la fig. 12. Ces courbes croissent très rapidement quand la pression augmente et présentent un maximum aigu après lequel la puissance tombe assez vite. Ce maximum correspond pour chaque couple de tuyère et de résonateur à une pression différente et bien caractéristique du couple.

On remarque également, que si l'on porte en ordonnée la distance tuyère-résonateur (réglage), celle-ci croît d'une façon linéaire en fonction de la pres-

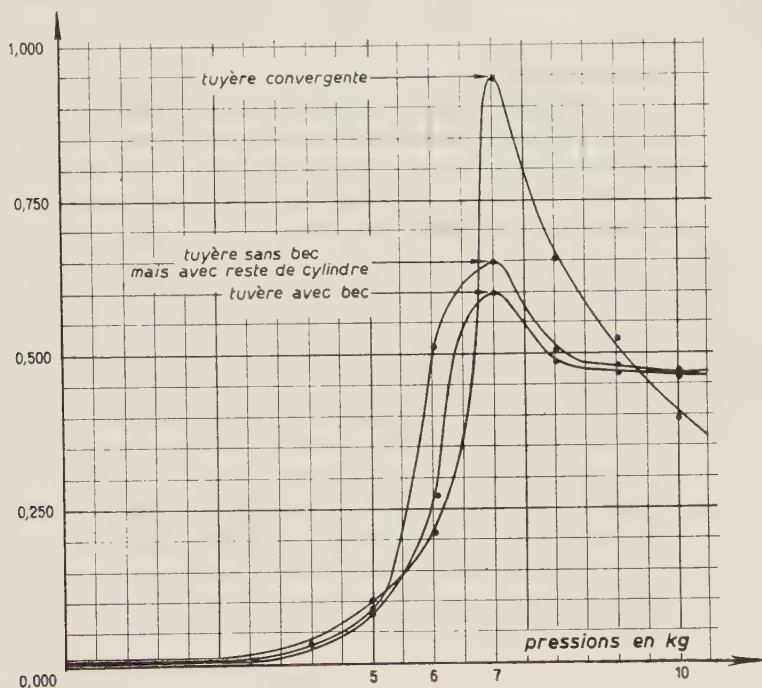


Fig. 12. — Courbes de puissances à différentes pressions. Tuyères de même diamètre (4,5 mm) mais de formes différentes à la sortie. Résonateur de diamètre 7,25 mm.  $P$  = poids (en g) appliqué à l'équipage mobile;  $\Delta$  = déviation (en mm) lue sur l'échelle.

sion, ce qui est logique puisque  $L$  est aussi une fonction linéaire de la pression.

Ces courbes de puissance nous ont servi à étudier méthodiquement les différentes caractéristiques des tuyères.

*c) Forme des tuyères.* — Après avoir essayé au banc divers types: tuyère de Laval, de Hartmann, de Prandtl, etc., nous avons constaté que les meilleurs résultats sont obtenus avec des tuyères coniques convergentes (angle au sommet: 30 degrés).

*d) Forme des résonateurs.* — Elle a moins d'influence que celle des tuyères: toutefois les résonateurs de forme aérodynamique donnent les meilleurs résultats.

*Remarque.* — La fig. 12 montre que pour les 3 tuyères employées le maximum a toujours lieu pour la même pression.

Il y a lieu de remarquer que le résonateur était le même dans les 3 essais, et que la forme de la veine est exactement la même dans ces différents cas. Mais la tuyère purement convergente donne une puissance plus élevée que les 2 autres, parce que l'absence de bec réduit la perte de charge.

e) *Influence du rapport des diamètres des tuyères et résonateurs.* — Contrairement et à ce qu'on pense généralement et à ce qu'ont écrit divers au-

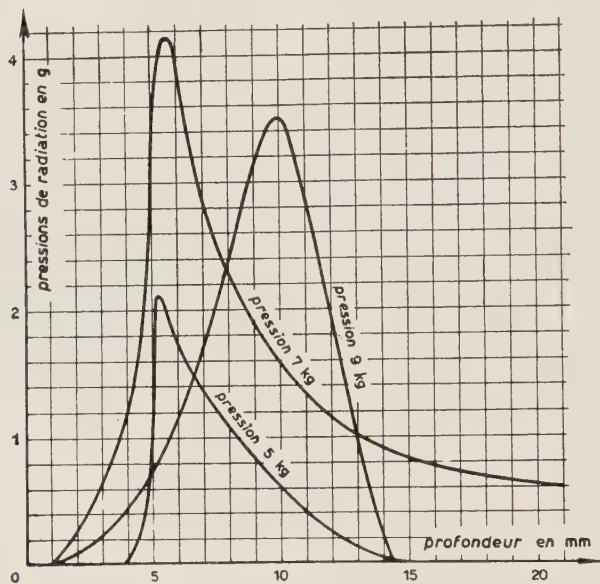


Fig. 13. — Essais avec résonateur à profondeur variable. Tuyère T3 convergente:  $\Phi = 4,5$  mm; Résonateur R3:  $\Phi = 7,0$  mm. Pression de radiation en fonction de la profondeur.

teurs, la puissance maxima n'est pas atteinte quand les deux diamètres sont égaux mais lorsque le diamètre du résonateur est légèrement supérieur à celui de la tuyère. On obtient de cette façon des pourcentages d'augmentation de puissance importants. Nous verrons que ce rapport doit augmenter avec la pression.

f) *Influence de la profondeur du résonateur.* — La puissance maxima n'est pas non plus atteinte lorsque la profondeur du résonateur est égale à son diamètre contrairement aussi aux idées admises. Les expériences ont été faites avec un couple  $T_3R_3$ , voir fig. 13).

Si on opère à une pression déterminée et que l'on porte en abscisses la profondeur du résonateur et en ordonnées la pression de radiation, on obtient



des courbes présentant un maximum bien marqué. Ce maximum ne correspond pas à une profondeur égale au diamètre et cette profondeur augmente avec la pression.

### Interprétation des résultats précédents.

Tous ces faits s'interprètent aisément si l'on se reporte aux relevés :

1) Si les diamètres de la sirène et du résonateur sont égaux, la veine gazeuse à son étranglement, a un diamètre à peu près égal à celui du résonateur. Il s'ensuit que son diamètre maximum dans sa deuxième période est *supérieur* à celui du résonateur. La veine en pénétrant à l'intérieur de celui-ci frotte donc contre les parois et il en résulte une grande perte de puissance.

Si par contre, le diamètre du résonateur est inférieur à celui de la tuyère, une fraction seulement de l'énergie de la veine est utilisée.

Par conséquent, le diamètre du résonateur doit être *supérieur* à celui de la tuyère et il semblerait que le diamètre optimum du résonateur doive correspondre au diamètre maximum de la deuxième période de la veine.

En réalité, il n'en est pas ainsi car la veine entraîne aussi par frottement les couches d'air voisines. Le diamètre optimum est donc supérieur à cette valeur. On ne doit pas le prendre trop grand non plus car il se créerait à l'intérieur du résonateur des remous parasites.

Seule l'expérience peut décider dans chaque cas de la valeur à adopter, celle-ci devant toutefois être supérieure au  $D$  de la deuxième période.

2) Si l'on se reporte aux conditions d'essai relatives aux courbes de la fig. 13, on s'aperçoit que la profondeur optima du résonateur correspond au moment où l'extrémité de la deuxième période de la veine touche le fond du résonateur.

3) Ces diverses considérations font mieux comprendre comment le réglage influe sur la puissance de la sirène. On conçoit immédiatement qu'il aura d'autant plus d'influence que le rapport diamètre résonateur/diamètre tuyère est plus petit.

En effet en pareil cas, un réglage trop court risque de faire « mordre » la bouche du résonateur sur le renflement de la veine.

Ce phénomène risquera moins de se produire, toutes choses égales d'ailleurs, si la pression est élevée parce que, comme nous l'avons vu, elle a pour effet « d'étirer » la veine.

Ceci dit, la valeur du réglage agit de deux façons :

a) Elle a pour effet de placer l'ouverture du résonateur dans la partie optimum de la zone de surpression.

L'expérience montre que cette position doit être déterminée avec une certaine précision, sinon le phénomène acoustique ne s'amorce pas.

b) Elle détermine la position de l'extrémité de la deuxième période par rapport au fond du résonateur.

Les courbes de la fig. 13 qui présentent des maxima très aigus montrent bien l'importance de cet effet.

La marge de réglage est d'ailleurs, en vertu de ce qui a été dit plus haut, d'autant plus grande que la pression est plus élevée. Enfin, rappelons que la valeur du réglage varie linéairement en fonction de la pression. Ce qui n'est pas étonnant puisque  $L$  varie suivant cette même loi.

4) La variation de la puissance avec la pression provient de l'augmen-

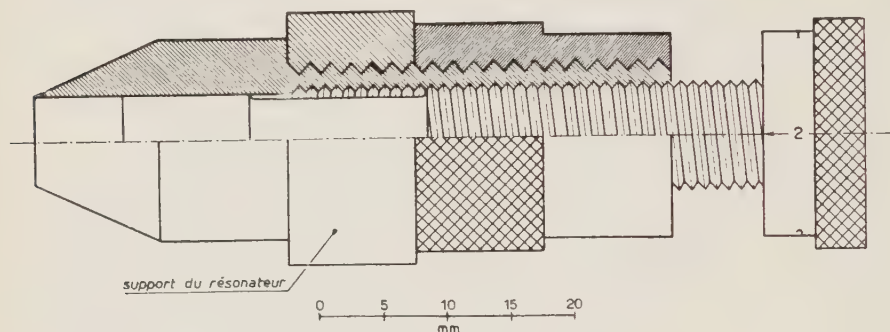


Fig. 14. — Résonateur à fond variable.

tation de  $D$  et  $L$  avec la pression. La puissance maxima est atteinte lorsque  $D$  et  $L$  sont le mieux en rapport avec le diamètre et la profondeur du résonateur, compte tenu des considérations des n. 1) et 2).

*En résumé.* — Il faut pour obtenir de bons résultats avec les sirènes de Hartmann respecter les conditions suivantes:

1) Utiliser des tuyères coniques convergentes.

2) Le diamètre de résonateur à employer doit être fonction de la pression. Il doit être supérieur au diamètre maximum de la veine dans sa deuxième période, mais ne peut être déterminé avec précision que par tâtonnement.

Pour un diamètre déterminé, il existe une pression optimum. Dans nos essais, pour un diamètre de tuyère de 4,5 mm, un diamètre de résonateur de 7,25 mm donnait un résultat optimum à 7 kg (au détendeur).

3) La profondeur du résonateur doit augmenter avec la pression.

4) Le résonateur doit avoir, extérieurement une forme aérodynamique.

5) Il y a intérêt à employer un projecteur et des pavillons-disques.

## Dispositifs utilisés.

### Types de tuyères et résonateurs. -

On en voit quelques exemplaires sur la fig. 4 qui montre des tuyères coniques, cylindro-coniques et une tuyère type Prandtl. Nous avons essayé aussi une tuyère prêtée par le professeur HARTMANN au Palais de la Découverte (non représentée).

Parmi les résonateurs, on remarque en particulier un résonateur de forme aérodynamique et deux résonateurs à profondeur variable dont le mécanisme est détaillé sur la fig. 14.

*Montages.* - Comme nous l'avons vu, les tuyères et résonateurs doivent

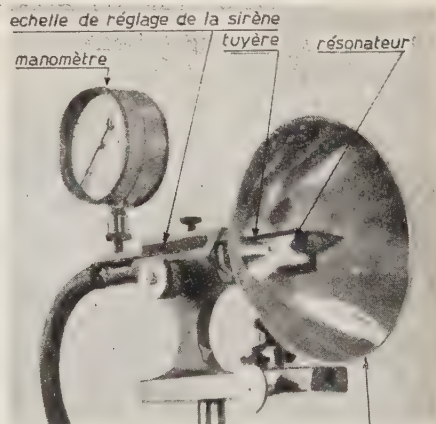


Fig. 15. - Exemple de dispositif expérimental.

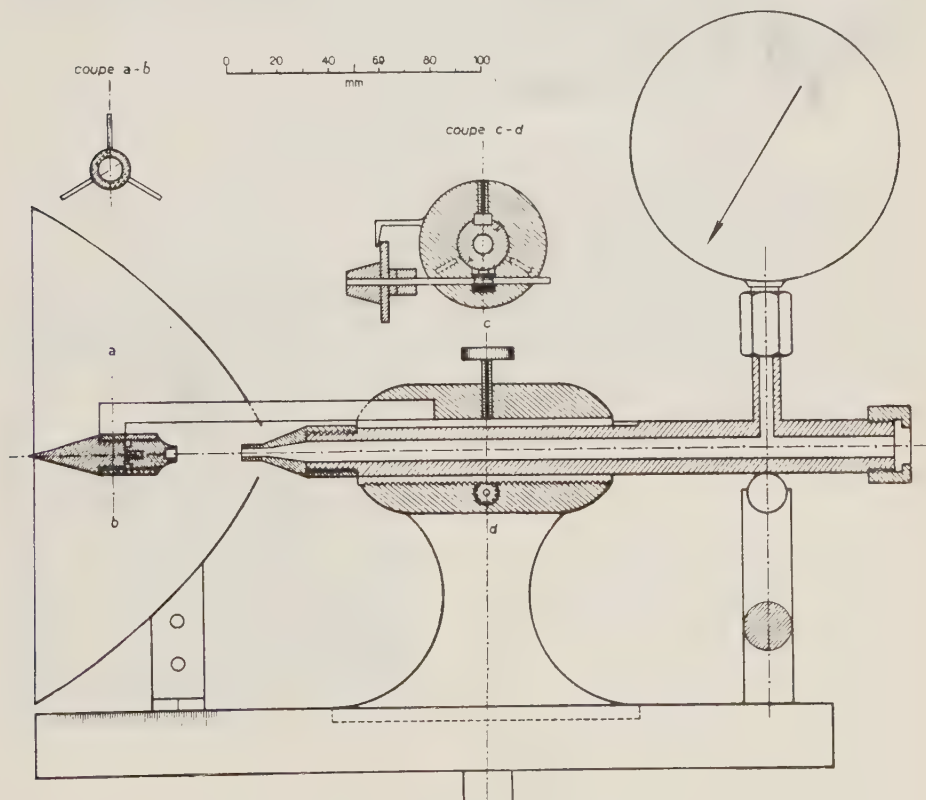


Fig. 16. - Générateur d'ultra-sons.

avoir leurs axes en parfaite concordance et les réglages doivent être faits avec une grande précision. L'émission ultra-sonore est recueillie par un projecteur parabolique dont la distance à la sirène doit être réglable.

Enfin le montage doit être combiné pour que ces pièces ne fassent pas écran sur le trajet des ondes ultra-sonores et ne provoquent pas de remous nuisibles.

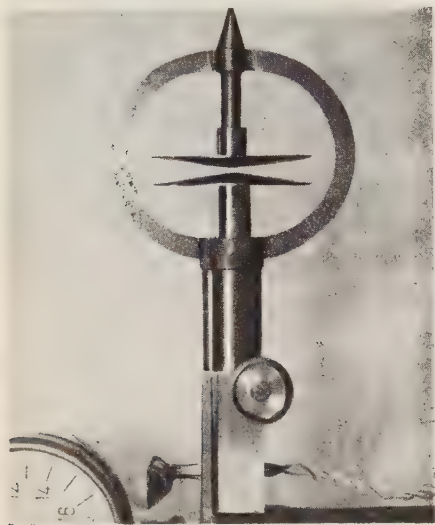


Fig. 17. - Pavillon-disque sphérique.

n'indique pas exactement la pression amont à cause de l'importante perte de charge dans la conduite.

La fig. 16 indique les détails de ce montage, et montre comment est faite la fixation des résonateurs et tuyères. On remarquera que l'émission se faisant par l'embouchure du résonateur, le réglage a lieu en maintenant le résonateur fixe et en agissant seulement sur la position de la tuyère.

*Pavillons-disques.* - Afin d'améliorer le couplage avec l'atmosphère, nous avons été amenés à munir nos sirènes de pavillons. Les sujétions du montage ne nous permettaient pas d'employer la forme classique. Nous avons employé des pavillons en forme de disques, sphériques

(fig. 17) ou exponentiels (fig. 18) ceux-ci étant plus efficaces. Ces pavillons

Le premier montage employé est celui de la fig. 3 qui utilise un dispositif imité du palmer pour régler la distance tuyère-résonateur. Ce dispositif est assez massif; de plus sirène et résonateur ne sont pas assez rigidement liés pour assurer une parfaite concordance des axes.

D'où le montage de la fig. 15 qui évite ces inconvénients. De plus, les réglages ne se font plus par écrou à oreilles, mais par bouton molleté. L'échelle de réglage comporte un vernier. Enfin, un manomètre a été placé juste à l'amont de la sirène, car le manomètre de la bouteille à air comprimé



Fig. 18. - Pavillon-disque exponentiel.



ont en outre l'avantage de canaliser toute l'énergie émise vers le projecteur, ce qui n'a pas lieu sans cela ainsi que le montre la courbe polaire de répartition de l'énergie.

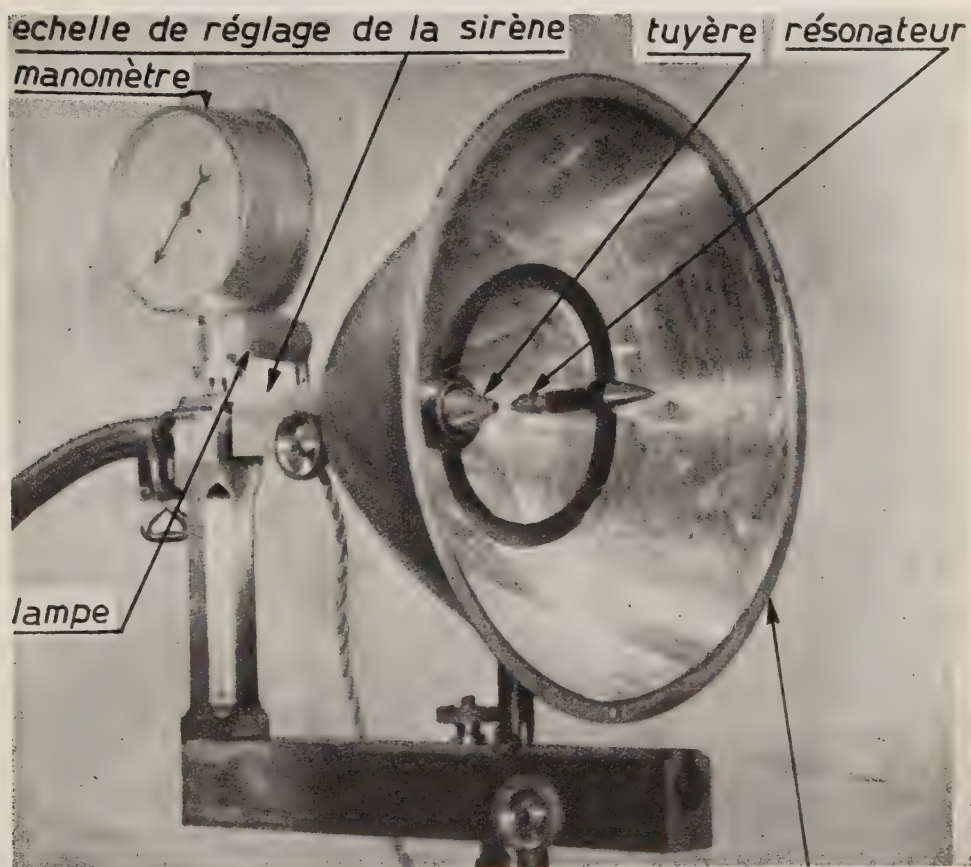


Fig. 19. – Exemple de dispositif expérimental (permettant l'emploi de pavillons-disques). Pavillon-disque enlevé par mieux montrer le détail.

L'encombrement de ces pavillons-disques nous a obligés à modifier le montage employé, afin de pouvoir les loger. La fig. 19 représente le nouveau montage (où pour la clarté de l'image, la sirène à pavillon-disque a dû être remplacée par une sirène ordinaire).

Le montage complet avec pavillon disque est représenté dans la fig. 20.



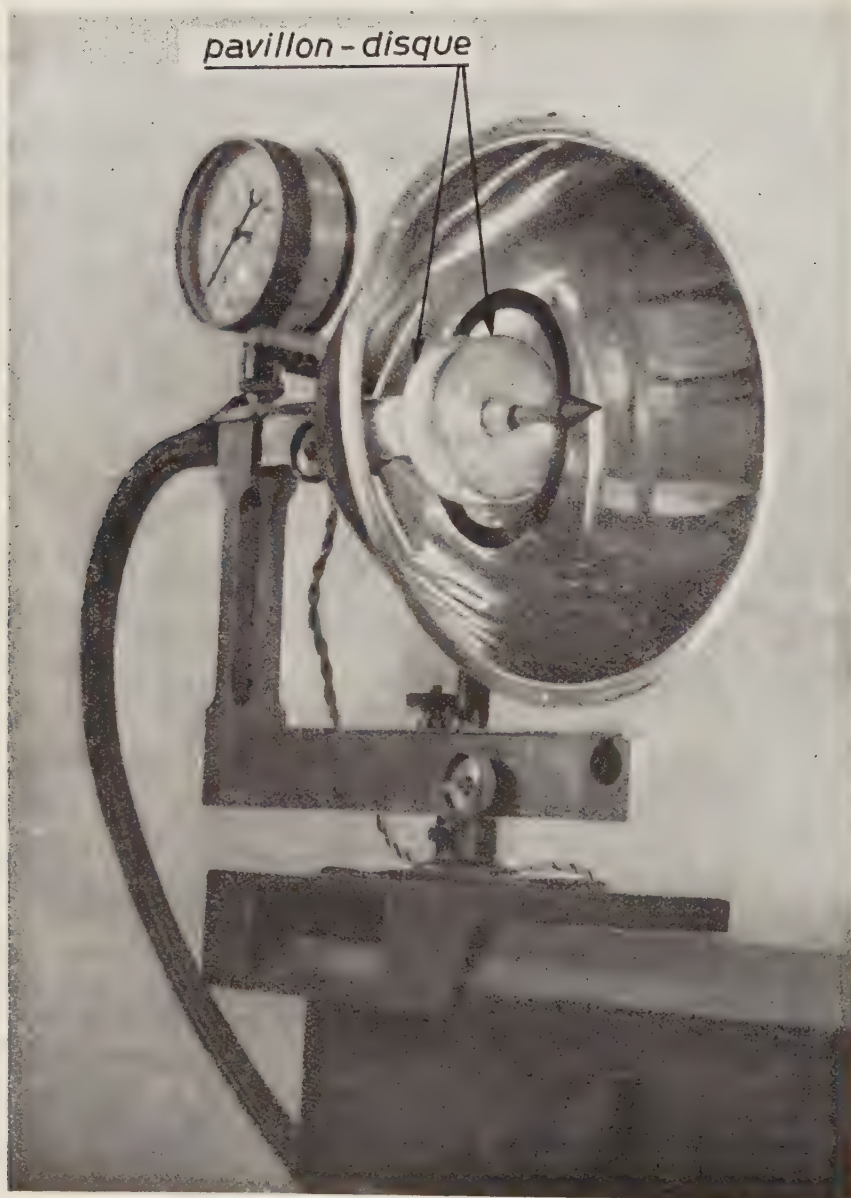


Fig. 20. — Exemple de dispositif expérimental (voir Fig. 19) avec pavillon-disque.

## Conclusions.

L'ensemble des modifications indiquées,  
a) forme des tuyères et des résonateurs;  
b) adoption de relations nouvelles entre les dimensions principales;  
c) fonctionnement à la pression optima,  
permettent d'augmenter de façon très sensible la puissance de l'appareil.  
L'ordre de grandeur de cette augmentation, variable suivant les cas, est donnée  
par les graphiques.

L'emploi de projecteurs et de pavillons-disques donne par ailleurs le moyen  
de recueillir pratiquement la totalité de cette puissance et de la focaliser au  
point convenable.

## Sur la dépolymérisation par les ultrasons.

R. O. PRUDHOMME

*Institut Pasteur - Paris*

Les actions dépolymérisantes des ultrasons (U.S.) sur des macromolécules en solution ont été étudiées depuis longtemps [1]. Mais il n'en reste pas moins que le mécanisme intime de ces effets est encore à l'heure actuelle peu connu. SCHMID et ses collaborateurs [2] ont étudié ce phénomène et sa cinétique. Nous-mêmes [3] avons observé l'influence de quelques facteurs sur la dépolymérisation. Si nous sommes d'accord avec ces auteurs sur plusieurs points, nos vues divergent en ce qui concerne le mécanisme qui provoque la dépolymérisation.

On peut déjà éliminer de ce mécanisme les effets thermiques dûs aux U.S. En effet, le chauffage simple ne donne pas les mêmes résultats que l'ultrasonation. Il en est de même de l'activité chimique des U.S.. D'ailleurs, celle-ci ne pourrait avoir lieu que lorsque l'on est en présence d'eau, ce qui n'est pas le cas lors de la dépolymérisation de macromolécules en solution dans des solvants organiques. Mais même lorsqu'elle a lieu, elle n'influe pas sur la vitesse de dépolymérisation <sup>(1)</sup>. Nous l'avons montré en ultrasonnant une solution aqueuse de carboxyméthylcellulose (C.M.C.) en présence d'air, d'Azote ou d'Argon, c'est-à-dire avec action chimique, puis en présence d'Hydrogène ou d'une trace d'éther, c'est-à-dire sans action chimique (on sait en effet que ces deux corps empêchent les actions oxydantes des ultrasons [4], [5], [6]). Dans les deux cas la vitesse de dépolymérisation est la même.

SCHMID admet que la rupture des macromolécules est due aux forces de frottement provoquées par le mouvement relatif entre les molécules et le solvant. Il pense que la cavitation n'entre pas en jeu. En effet en opérant sous une pression de 16 atmosphères avec une solution de polystyrène dans le toluène, il trouve une diminution de la viscosité, donc une dépolymérisation, mais cependant moins grande qu'à la pression normale.

Nous croyons au contraire que la cavitation joue un rôle important dans

---

(1) Sauf dans le cas où l'on s'adresse à des macromolécules susceptibles d'être dépolymérisées par oxydation.

la dépolymérisation par les U.S.. Nous avons voulu voir ce qui se passait lorsqu'on la supprimait ou l'atténuait fortement. Nous avons opéré de plusieurs façons <sup>(2)</sup>:

1) En plaçant la solution étudiée dans un dispositif déjà décrit [8] composé d'un cylindre en verre avec tubulure latérale, dont les deux bases sont formées de deux membranes transparentes aux U.S. (fig. 1). La solution placée dans le cylindre, ayant été dégazée avant l'expérience, ne présente pas de cavitation lorsque le faisceau ultrasonore la traverse. C'est ainsi que dans cet appareil une suspension d'hématies montre une lyse à peine perceptible même après 15 minutes d'ultrasonnation.



Fig. 1.

Dans ces conditions une solution de polystyrène à 1% dans le toluène ne montre aucune variation de viscosité après une heure d'irradiation (tableau I).

2) En opérant en présence de  $\text{CO}_2$ . Nous avons montré en effet, sans encore en expliquer le mécanisme [4], que ce gaz sans inhiber la cavitation la

TABLEAU I.

960 kHz	Temps d'écoulement en secondes après ultrasonnation de:				
	0	30 min	60 min	90 min	120 min
Solution ultrasonnée avec cavitation . . . . .	23,6	19,7	19	18,4	18,3
Solution ultrasonnée sans cavitation . . . . .	23,6	—	24	—	23,6

<sup>(2)</sup> Les U.S. sont produits par un générateur de la S.C.A.M. [7] équipé avec des quartz piézo-électriques de fréquences 960 kHz, 404 kHz, 292 kHz. A pleine puissance, l'intensité acoustique totale est d'environ 76 W ( $6,8 \text{ W} \cdot \text{cm}^2$ ). Les mesures de

diminuait dans de fortes proportions. Une suspension d'hématies ne peut guère ici servir de test de cavitation, car même sans ultrasonation, elles se lysent assez rapidement dans l'eau saturée de  $\text{CO}_2$ . Mais des bacilles très fragiles aux U.S. avec cavitation, le *B-paradysentérique Y 6 R* [9] ne sont pratiquement

TABLEAU II.

960 kHz	Temps d'écoulement en secondes	
	Polystyrolène à 1% dans le toluène	C.M.C. à 1% dans l'eau
Témoin . . . . .	32	137
U.S. 45 min dans $\text{CO}_2$ . . . .	31,6	127
U.S. 45 min dans l'air . . . .	23,2	100

pas désintégrés lorsqu'on opère en présence de ce gaz, ce qui montre que s'il y a cavitation celle-ci y est très faible.

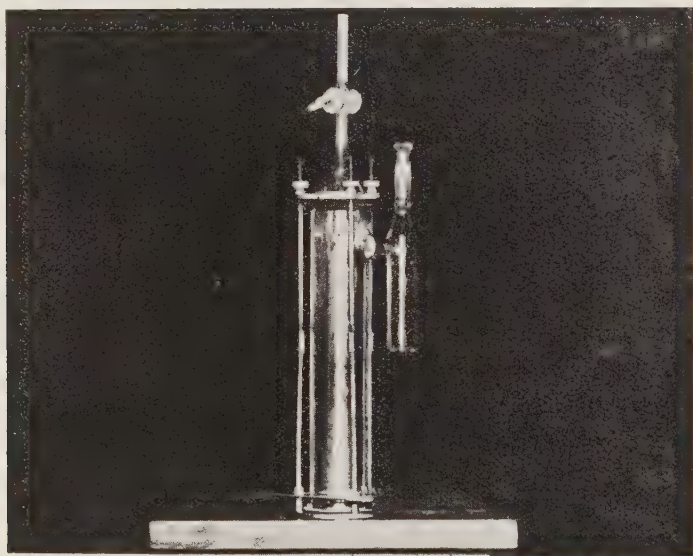


Fig. 2.

Des expériences faites en présence de  $\text{CO}_2$  soit avec des solutions de polystyrolène dans le toluène, soit avec des solutions de C.M.C. dans l'eau, nous

viscosité ont été faites avec des viscosimètres d'Ostwald plongés dans un thermostat. Comme test de cavitation nous avons choisi l'hémolyse d'une suspension d'ématies au 1/50 dans l'eau physiologique. Avec notre appareillage, à la fréquence 960 kHz, une telle suspension est lysée en 5 secondes.



ont montré que la diminution de viscosité de ces solutions était minime au bout d'une heure d'ultrasonnation (960 kHz, 76 W acoustiques), alors qu'en présence d'air la viscosité diminuait très rapidement comme le montre le tableau suivant:

3) En opérant dans le vide. Pour cela nous nous sommes servis d'une cloche à diverticule et dont le fond est formé d'une lame de quartz piezo-électrique de la même épaisseur que le quartz émetteur, qui est donc transparente au faisceau ultrasonore (fig. 2). La solution à étudier est placée dans la cloche que l'on relie à une pompe à vide; après ébullition prolongée sous vide, on transvase dans le diverticule une partie du liquide. Il servira de témoin. La cloche est soumise aux U.S..

Dans ces conditions, il y a formation d'un geyser très puissant et de grosses

TABLEAU III.

960 kHz	Temps d'écoulement en secondes	
	Polystyrène à 1% dans le toluène	C.M.C. à 1% dans l'eau
Témoin dégazé dans le vide .	30	151
U.S. 30 min dans le vide . .	29,5	150
U.S. 30 min dans l'air . . .	21,4	120

bulles apparaissent au sein du liquide. Après 30 minutes d'action, on mesure la viscosité du témoin et celle du liquide ultrasonné, puis on soumet le témoin pendant 30 minutes aux U.S. mais cette fois-ci à la pression atmosphérique.

Avec des solutions toluéniques de polystyrène, nous avons trouvé dans le vide une diminution de viscosité très faible à côté de celle que l'on observe dans l'air.

Le tableau III donne les résultats d'une de ces expériences.

Dans les mêmes conditions une suspension d'hématies était imperceptiblement lysée, preuve d'une cavitation très faible.

La 1<sup>ère</sup> expérience prouve que lorsque l'on supprime la cavitation et l'agitation due au geyser, on n'observe aucune dépolymérisation. Les deux autres montrent que lorsque l'on diminue fortement ou supprime la cavitation, sans empêcher le geyser, la dépolymérisation est très faible.

Cependant dans ces trois séries d'expériences, les forces de frottement dont parle SCHMID existent. D'ailleurs il n'est pas impossible que celles-ci agissent sur la dépolymérisation mais avec une activité bien plus faible que la cavitation. Les faibles diminutions de viscosité que l'on observe en présence d'un geyser sans cavitation peuvent provenir de la forte agitation du liquide. Une

simple agitation d'ailleurs peut suffire à donner des diminutions de viscosité, minimales il est vrai.

Par exemple après avoir agité dans un flacon une solution toluénique à 1 % de polystyrène pendant 15 heures, le temps d'écoulement est passé de 33 s à 32,4 s. Par contre en opérant avec un agitateur électrique à palettes tournant à 15 000 tours/minute environ (marque Waring Blender) nous avons obtenu des diminutions plus importantes que nous avons voulu comparer à celles obtenues par les U.S. avec cavitation.

Les résultats suivants ont été obtenus avec une solution aqueuse de C.M.C.

TABLEAU IV.

C.M.C. à 1 % dans l'eau	Temps d'écoulement en secondes après action de				
	0	5 min	10 min	15 min	60 min
Agitateur électrique . . .	90	97	57	57	57
U.S. 960 kHz . . . . .	90	—	—	—	3

On voit que les U.S. agissent beaucoup plus efficacement que la simple agitation. De plus la viscosité de la solution agitée mesurée 12 heures après, revient à peu près égale à celle du témoin (67 s) alors que la viscosité de la solution ultrasonnée reste inchangée. Dans le cas de l'agitation il doit s'agir d'un phénomène de thixotropie alors que l'ultrasonnation a bien provoqué la rupture des chaînes, ce qui est irréversible.

Plusieurs autres faits indiqués par SCHMID pour étayer sa théorie peuvent être aussi expliqués par des variations de cavitation. Par exemple, le fait que lorsque la température augmente, l'action dépolymérisante des U.S. diminue, peut s'expliquer par la moins grande solubilité de l'air dans le liquide, donc par une moins grande facilité de cavitation. L'expérience faite sur une solution aqueuse de C.M.C. à 1 % et du polystyrène en solution toluénique à 1 % a montré qu'effectivement à 60°, il y a une diminution de viscosité moins grande qu'à 5°. Or à basse température la solubilité de l'air est plus grande, donc la cavitation plus active. Il en est de même pour l'action empêchante de la pression qui s'oppose à la cavitation.

En résumé, on voit que la cavitation joue un rôle important dans la rupture des macromolécules. Mais ceci ne nous informe pas sur le mécanisme intime de cette action. On pense qu'au moment de la formation ou de l'affaissement de la bulle de cavitation il y a formation d'une onde de choc. Mais rien ne nous indique comment cette onde de choc agit. On pourrait émettre l'hypothèse qu'elle joue un rôle dans le déplacement relatif entre les macromolécules et le solvant, déplacement qui serait bien plus brusque que celui produit par les ondes ultrasonores elles-mêmes. Si cette hypothèse était exacte, elle conci-

lierait, dans une certaine mesure, la théorie émise par les auteurs allemands et la nôtre.

Cependant, on n'explique pas encore pourquoi en opérant dans le vide on n'obtient pratiquement aucune dépolymérisation, quoique dans les conditions où nous opérons nous ayons aussi formation de bulles de cavitation. Mais ces bulles ne sont formées que de vapeur, alors qu'en présence d'un gaz ces mêmes bulles contiennent vapeur et gaz dissous. Il semble donc que comme pour les actions chimiques, pour avoir une action dépolymérisante il faille avoir une cavitation gazeuse et que la cavitation vapeur n'agit pas.

(Travail exécuté avec la collaboration technique de M. CL. GRANDCHAMP).

#### BIBLIOGRAPHIE

- [1] Voir pour une bibliographie sur la dépolymérisation par les U.S.:  
P. GRABAR et R. O. PRUDHOMME: *Journ. Chim. Phys.* **44**, 145 (1947).
- [2] G. SCHMID et collaborateurs: Voir une revue générale de leurs travaux dans  
*Der Ultraschall in der Medizin*. Congrès d'Erlangen 1949 (S. Hirzel Verlag, Editeur, Zürich).
- [3] R. O. PRUDHOMME et P. GRABAR: *Journ. Chim. Phys.*, **46**, 667 (1949).
- [4] R. O. PRUDHOMME et P. GRABAR: *Journ. Chim. Phys.*, **46**, 323 (1949).
- [5] R. O. PRUDHOMME: *Journ. Chim. Phys.*, **46**, 318 (1949).
- [6] R. O. PRUDHOMME et P. GRABAR: *Ann. Inst. Pasteur*, **76**, 460 (1949).
- [7] A. DOGNON et C. FLORISSON: *Bull. Soc. Chim. Biol.*, **27**, 97 (1945).
- [8] R. O. PRUDHOMME et P. GRABAR: *Bull. Soc. Chim. Biol.*, **29**, 122 (1947).
- [9] M. ROUYER et P. GRABAR: *Ann. Inst. Pasteur*, **73**, 215 (1947).

## Zur akustischen Impedanztransformation beim piezoelektrischen Ultraschallgeber.

K. VON SANDEN

*Siemens-Reiniger-Werke A. G. - Erlangen*

Trifft eine ebene Schallwelle senkrecht auf eine reflektierende Grenzfläche, hinter der sich ein Medium mit anderen akustischen Eigenschaften befindet, so wird ein Teil der Schallenergie reflektiert, ein anderer durchgelassen. Die hierfür gültigen Gleichungen von RAYLEIGH vernachlässigen die Tatsache, daß die reflektierten Schallwellen auf den Schallgeber zurücklaufen, sodaß sich ein Nebeneinander von stehenden und fortschreitenden Wellen ausbildet. Die dem entsprechende theoretische Betrachtung eines « Mehrschichtensystems » aus einer piezoelektrischen (aktiven) und beliebig vielen beiderseits angeordneten (passiven) Schichten führt auf eine Analogie zu einer Vierpol-Kette, die beiderseits durch Zweipole abgeschlossen und in die piezoelektrische Schicht als Sechspol (mit 4 akustischen und 2 elektrischen Klemmen) eingeschaltet ist.

Die Untersuchung solcher Systeme, die für spezielle Fälle und Fragen schon von LANGEVIN, NUOVO, SPENKE, CADY und ROTH bearbeitet worden ist, gewinnt besonderes technisches Interesse durch die Möglichkeit, dem elektrischen Klemmenwiderstand piezoelektrischer Schallgeber auf akustischem Wege bestimmte Werte zu erteilen. Dazu läßt sich die Tatsache ausnutzen, daß die akustische Impedanz auf beiden Grenzflächen einer Schicht in einer von Schichtdicke und Material abhängigen Weise verschieden ist, — die Schicht die Impedanz also transformiert. Entsprechend aufgebaute Ultraschallgeber bestehen aus einer piezoelektrischen Schicht und anderen (meistens Metall-) Schichten, die davor (auch dahinter) angeordnet und mit ihr verkittet sind, wobei weder die piezoelektrische noch die zusätzlichen Schichten die übliche Dicke vom Vielfachen einer halben Wellenlänge haben. Im Einzelnen ergeben sich für die passiven Schichten der elektrischen Leitungstheorie analoge, für die piezoelektrische Schicht jedoch eigentümliche Beziehungen, unter denen die Möglichkeit einseitiger Impedanzherabsetzung, sowie das Auftreten von zweihöckerigen Resonanzkurven hervorgehoben seien, die sich zeigen, wenn der anliegende Schallwellenwiderstand bestimmte Grenzen überschreitet.

Um z.B. den bei Quarzschallgebern unerwünscht hohen Klemmenwiderstand herabzusetzen, läßt sich vorteilhaft — auch hinsichtlich Fertigungstoleranzen und Abstimmshärfe — eine Anordnung verwenden, bei der auf der Vorderseite und auf der Rückseite einer dünnen Quarzplatte Metallplatten aufgekittet sind.



## Der Ultraschall und die Struktur der Flüssigkeiten.

W. SCHAAFFS

*Berlin*

### Aufgabenstellung.

Mechanische Impulse, die durch die Schwingungen einer Telefonmembran, durch Magnetostriktion oder mit Hilfe eines piezoelektrischen Kristalls irgendeinem Medium mitgeteilt werden, pflanzen sich bei kleinen Amplituden, bei gegebener Temperatur und gegebenem äußeren Druck mit Schallgeschwindigkeit fort. Diese Schallgeschwindigkeit kann als charakteristische molekulare Stoffgröße angesehen werden. Da jeder Stoff aus Molekülen aufgebaut ist, ist die Frage berechtigt, wie hängt die Schallgeschwindigkeit von den Eigenschaften der Moleküle ab? Diese Eigenschaften sind: Molekulargewicht, Dichte, Zusammensetzung, Molekülradius, Molekülabstand, Dipolmoment usw. Obwohl wir von diesem Problem in der Natur und im Laboratorium ständig umgeben sind, ist mit seiner experimentellen und theoretischen Bearbeitung erst in jüngster Zeit begonnen worden.

In den nachstehenden Ausführungen wird der Versuch gemacht, das genannte Problem in großen Umrissen für die Gruppe der organischen Flüssigkeiten zu lösen. In Gasen sind nämlich die Wechselwirkungen der Moleküle im Allgemeinen zu gering, um sich mit hinreichender Schärfe in der Schallgeschwindigkeit auszudrücken; in festen Stoffen wird das Problem durch die Grenzbedingungen erheblich kompliziert; und anorganische Flüssigkeiten pflegen meist nur in Form wässriger Lösungen vorzuliegen, deren Bearbeitung die Lösung der besonderen akustischen Probleme des Wassers voraussetzt.

Gegenüber früheren Arbeiten des Verfassers auf diesem Gebiet [1], [2] enthalten die nachfolgenden Darlegungen genauere Formeln und Neuberechnungen der Zahlenwerte der verschiedenen Konstanten, wie sie sich aus einer Bearbeitung des inzwischen stark angewachsenen Beobachtungsmaterials ergeben haben. Eine ausführliche thermodynamische Theorie der Schallgeschwindigkeit und eine Untersuchung über das gesamte Beobachtungsmaterial soll im Laufe des Jahres in einer deutschen physikalischen Zeitschrift erscheinen [3].

## Die Schallgeschwindigkeit als Funktion der Raumerfüllung der Moleküle.

Wir legen zwei Gleichungen der mathematischen Behandlung des Problems zugrunde. Die eine ist die Zustandsgleichung von VAN DER WAALS

$$(1) \quad \left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT,$$

darin bedeuten:  $p$  der Druck,  $V$  das Molvolumen,  $R$  die Gaskonstante,  $T$  die absolute Temperatur;  $a$  und  $b$  sind molekulare Größen, auf deren Abhängigkeit von der Dichte besonders geachtet werden muß, wenn diese Zustandsgleichung auch für Flüssigkeiten gelten soll. Die andere Gleichung lautet

$$(2) \quad u = \sqrt{-\kappa \frac{V^2}{M} \cdot \frac{dp}{dV}}$$

und ist die Formel für die Schallgeschwindigkeit  $u$ ;  $\kappa$  ist das Verhältnis der spezifischen Wärmen. Diese Gleichung ist nur gültig unter der Voraussetzung, daß die im Schallfeld schwingenden Moleküle harmonische Schwingungen kleiner Amplitude ausführen. Ist diese Voraussetzung nicht mehr gegeben, so wird die Schallgeschwindigkeit abhängig von der Amplitude der Teilchen, und es treten gänzlich andere Verhältnisse ein, wie sie vom Verfasser neuerdings mit Hilfe kurzdauernder Röntgenstrahlen, sogenannter Röntgenblitze, untersucht worden sind [2].

Aus diesen beiden Gleichungen läßt sich folgender Ausdruck für die Schallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten gewinnen:

$$(3) \quad u = \sqrt{\frac{\kappa RT}{M} \left( \frac{K}{(1 - b/V)^3} - \frac{2}{1 - b/V} \right)}.$$

Darin ist  $K$  noch eine von  $b/V$  abhängige, aber um den Wert  $1/3$  herumliegende Zahl. Das Covolumen  $b$  soll nach van der Waals' ursprünglicher Theorie unter der Annahme völlig elastischer Stöße der Moleküle untereinander gleich dem vierfachen Betrag des von den Molekülen pro Mol wirklich eingenommenen Volumens  $B$  sein. Da sich aber inzwischen herausgestellt hat, daß die Moleküle keineswegs nur elastische Stöße aufeinander ausüben, ist der Faktor zwischen  $b$  und  $B$  kleiner als 4. Wir wollen diesen Faktor daher « Stoßfaktor »  $s$  nennen und können schreiben

$$b = s \cdot B \quad \text{bei} \quad s < 4.$$

Das Verhältnis des Molekülvolumens  $B$  pro Mol zum Molvolumen  $V$ , welches die Moleküle mit ihrer Wärmebewegung erfüllen, nennen wir die Raumer-

füllung  $r$ :

$$(4) \quad r = \frac{B}{V}.$$

Dann können wir an Stelle von (3) schreiben

$$(5) \quad u = \sqrt{\frac{\kappa R T}{M} \left( \frac{K}{(1 - sr)^2} - \frac{2}{1 - sr} \right)}.$$

Um einen ungefähren Eindruck vom Verlauf dieser Funktion zu geben, denke man sich  $u$  als Funktion von  $sr$  in ein Koordinatensystem eingetragen und das Molekulargewicht  $M$  als Parameter behandelt. Dann beginnt die so entstandene Schar von Isomerenkurven bei einem bestimmten kleinen Wert von  $sr$  und steigt mit wachsendem  $sr$  monoton an, um bei  $sr = 1$  unendlich groß zu werden. Trägt man in diese Kurvenschar Reihen von Kohlenstoffverbindungen ein, die durch systematisches Zufügen und Wegnehmen einzelner Atome oder Atomkomplexe auseinander hervorgehen, so erhält man ziemlich gerade Linien, die quer zu der Schar der Isomerenkurven verlaufen und für  $sr = 1$  einem Bereich um 1600 m/s zulaufen. Als Beispiele seien genannt die homologen Reihen der einwertigen Alkohole, der Olefine, der Fettsäuren, der Alkyljodide, aber auch Reihen wie Benzol, Toluol, Xylol und Mesitylen. Die Konvergenz dieser Reihen deutet darauf hin, daß sie offenbar einem Werte  $u = u_{\infty} = 1600$  m/s zustreben.

Wollen wir nun die Schallgeschwindigkeit  $u$  als Funktion der Raumerfüllung  $r$  selbst darstellen, so müssen wir eine Aussage über die Größe des Stoßfaktors  $s$  machen. Die nähere Untersuchung zeigt, daß dieser Stoßfaktor umso kleiner ist, je größer das Volumen und die Zahl schwerer Atome oder Atomkomplexe in einer Kohlenstoffverbindung ist. So lösen sich die konvergierenden homologen Reihen bei einer Darstellung der Schallgeschwindigkeit in der Gestalt  $u = f(r)$  in eine Schar paralleler Geraden der konstanten Neigung  $W$  auf. Es ist für die Kohlenstoffverbindungen mit ihrer Fähigkeit zur Bildung homologer Reihen

$$(6) \quad u = W \cdot r - u_0.$$

Die Schallgeschwindigkeit ist eine lineare Funktion der Raumerfüllung. Da  $u_0$  für viele Stoffe, z.B. einen großen Teil der Kohlenwasserstoffe, Null wird, gilt für diese sogar, daß die Schallgeschwindigkeit der Raumerfüllung der Moleküle proportional ist. Die Konstante  $W$  ist durch die Beziehung

$$W = u_{\infty} \cdot s_s = 1600 \cdot 2,85 = 4450 \text{ m/s}$$

definiert. Der Stoßfaktor  $s$  hat bei 20 °C für sehr viele Stoffe den Wert 2,85 und hat daher als Normalwert den Index  $n$  erhalten. Die Formel (6) läßt sich

umformen in

$$(7) \quad u = W(r - r_0),$$

oder auch in

$$(8) \quad u = u_\infty \left\{ s_n \left( 1 - \frac{r_0}{r} \right) \right\} r = u_\infty \cdot s \cdot r.$$

In dieser Form lautet unser Ergebnis:

*Die Schallgeschwindigkeit einer organischen Flüssigkeit ist dem Produkt aus der Raumerfüllung  $r$  und dem strukturabhängigen Stoßfaktor  $s$  proportional.*

### Die Additivitätsregeln der Schallgeschwindigkeit.

Die Raumerfüllung war oben durch die Beziehung  $r = B/V$  definiert worden. Das Molekylvolumen pro Mol  $B$  läßt sich additiv aus Atomsummanden  $A$  zusammensetzen. Diese Atomsummanden haben bis zu einem gewissen Grade die Bedeutung der Atomvolumina. Sie hängen von Element und Bindungszustand ab. Es soll sein

$$(9) \quad B = \sum_i (zA)_i,$$

wenn wir unter  $z$  die Anzahl der  $i$ -verschiedenen Atome in ihrem jeweiligen Bindungszustand verstehen.

Die Größe  $r_0$  in Formel (7) wollen wir in ähnlicher Weise als

$$r_0 = \frac{\beta}{\beta + B} = \frac{1}{1 + B/\beta} \approx \frac{\beta}{B},$$

definieren, und dabei unter  $\beta$  das Volumen eines den Stoßfaktor maßgeblich beeinflussenden Wirkungsbereiches gewisser Atome oder Atomkomplexe verstehen. Genauer über die physikalischen Eigenschaften dieser Größe vermögen wir noch nicht zu sagen. Auch für  $\beta$  gilt ein Additionstheorem der Form

$$(10) \quad \beta = \sum_i (z\alpha)_i.$$

Diese innermolekularen Summanden  $\alpha$  haben bei den meisten Elementen den Wert Null.

Beachten wir noch, daß Molvolumen  $V$  und Dichte  $\rho$  durch die Beziehung  $V = M/\rho$  zusammenhängen, und daß auch das Molekulargewicht  $M$  additiv aus den Atomgewichten  $m$  gemäß

$$(11) \quad M = \sum_i (zm)_i$$

zusammengesetzt ist, so läßt sich nach Formel (7) die Schallgeschwindigkeit

berechnen zu

$$(12) \quad u = W \left( \rho \frac{\sum_i (zA)_i}{\sum_i (zm)_i} - \frac{\sum_i (z\alpha)_i}{\sum_i (zA)_i} \right).$$

Die Tabelle I enthält eine Zusammenstellung einiger Atomsummanden  $A$ . Zum Vergleich sind für die gleichen Bindungen auch die Atomrefraktionen bezogen auf die Natrium-D-Linie hingeschrieben worden. Atomsummanden und Atomrefraktionen sind einander ähnlich. Übereinstimmung kann nicht erwartet werden, weil die Atomrefraktionen infolge ihrer Abhängigkeit von der Frequenz des Lichtes sich zu einer Molekularrefraktion zusammensetzen, die

TAB. I. — *Atomsummanden  $A$  einiger Bindungen.*

Bindung	Atomsummand $A$	Atomrefraktionen
$=C<$	3,36	3,284
$>C<$	3,06	2,418
H	1,06	1,100
$O=(C)$	3,82	2,211
$(C)-O-(C)$	1,64	1,643
$(C)-O-(H)$	4,53	1,525
$Cl-(C)$	6,92	5,967
$Br-(C)$	13,20	8,865
$J-(C)$	16,00	13,900

nur näherungsweise als Molekylvolumen pro Mol angesprochen werden kann.

Die Tabelle II enthält einige innermolekulare Summanden  $\alpha$ . Dazu ist zu sagen, daß die  $CH_3$ -Gruppe nur dann einen  $\alpha$ -Wert besitzt, wenn sie an einem Kohlenstoffatom sitzt, welches keine Doppelbindung trägt. Bei der OH-Gruppe scheint diese Einschränkung nicht zu gelten. Bei Chlor und Brom sind nur diejenigen Werte angegeben worden, die bei einer Bindung an ein doppelt gebundenes Kohlenstoffatom gelten.

TAB. II. — *Innermolekulare Summanden  $\alpha$  einiger Bindungen.*

Bindung	Summand $\alpha$
$CH_3-C-$	0,10
$OH-(C)$	0,16
$Cl-(C)<$	0,87
$Br-(C)<$	4,75



## Vergleich gemessener und berechneter Schallgeschwindigkeiten.



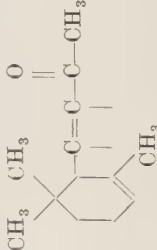
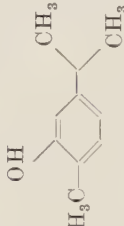


Wir geben zunächst in Tabelle III einige Beispiele für die Berechnung von  $B$  und  $\beta$  und die daraus folgenden Schallgeschwindigkeiten. Die letzte Spalte der Tabelle gibt den Autor für die Schallgeschwindigkeitsmessung an.

Auf Grund der Formel (12) wurden nach dem Schema der Tabelle III die in der Tabelle IV verzeichneten Schallgeschwindigkeiten berechnet und mit gemessenen verglichen. Diese Tabelle IV stellt nur eine Auswahl aus einem viel umfangreicheren Zahlenmaterial dar. Aus ihm kann man erkennen, daß die Differenzen zwischen Messung und Rechnung im allgemeinen nicht größer

TAB. IV. - Vergleich gemessener und berechneter Schallgeschwindigkeiten bei 20 °C.

Flüssigkeit	Formel	Dichte	Schallgeschwindigkeiten	
			gemessen	berechnet
Cyclische Kohlenwasserstoffe:				
Benzol . . . . .	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	0,878	1326	1326
<i>o</i> -Xylol . . . . .	C <sub>8</sub> H <sub>10</sub>	0,871	1360	1347
<i>m</i> -Xylol . . . . .	C <sub>8</sub> H <sub>10</sub>	0,863	1340	1335
<i>p</i> -Xylol . . . . .	C <sub>8</sub> H <sub>10</sub>	0,860	1330	1331
Äthylbenzol . . . . .	C <sub>8</sub> H <sub>10</sub>	0,868	1338	1327
Inden . . . . .	C <sub>9</sub> H <sub>8</sub>	0,998	1475	1471
Cyclohexen . . . . .	C <sub>6</sub> H <sub>10</sub>	0,811	1305	1304
Kohlenstoffverbindungen mit Karbonylsauerstoff:				
Azetophenon . . . . .	C <sub>8</sub> H <sub>8</sub> O	1,026	1496	1482
Benzaldehyd . . . . .	C <sub>7</sub> H <sub>6</sub> O	1,046	1479	1480
Acetonylacetone . . . . .	C <sub>5</sub> H <sub>8</sub> O <sub>2</sub>	0,970	1383	1380
Citral . . . . .	C <sub>10</sub> H <sub>16</sub> O	0,895	1442	1395
4-Heptanon . . . . .	C <sub>7</sub> H <sub>14</sub> O	0,814	1275	1255
Acrolein . . . . .	C <sub>3</sub> H <sub>4</sub> O	0,841	1207	1212
Mesityloxyd . . . . .	C <sub>6</sub> H <sub>10</sub> O	0,850	1310	1303
Kohlenstoffverbindungen mit Chlor:				
Chlorbenzol . . . . .	C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> Cl	1,107	1291	1295
<i>o</i> -Chlortoluol . . . . .	C <sub>7</sub> H <sub>7</sub> Cl	1,085	1344	1334
<i>m</i> -Chlortoluol . . . . .	C <sub>7</sub> H <sub>7</sub> Cl	1,070	1326	1313
<i>p</i> -Chlortoluol . . . . .	C <sub>7</sub> H <sub>7</sub> Cl	1,066	1316	1307
α-Chlornaphtalin . . . . .	C <sub>10</sub> H <sub>7</sub> Cl	1,192	1483	1482
Trichloräthylen . . . . .	C <sub>2</sub> HCl <sub>3</sub>	1,477	1049	1056
Acetylchlorid . . . . .	C <sub>2</sub> H <sub>3</sub> OCl	1,103	1060	1088
Perchloräthylen . . . . .	C <sub>2</sub> Cl <sub>4</sub>	1,614	1066	1082

Tab. III. Berechnung von Schallgeschwindigkeiten in m/s bei 20 °C.

Flüchtigkeit	Struktur	$\rho_4^{20}$	$B = \sum_i (zA)_i$	$\beta = \sum_i (z\alpha)_i$	$U$ berechnet	$U$ gemessen	Autor
Decalin- $C_{10}H_{18}$	<div> <div>cis</div>  <div>trans</div>  </div>	0,896  0,870	$10 \cdot 3,06$ $+ 18 \cdot 1,06$ <hr/> $= 49,68$	—	1435 1392	1451 1403	BACCAREDA, GIACOMINI
$\alpha$ -Jonon $C_{13}H_{20}O$		0,932	$5 \cdot 3,36$ $+ 8 \cdot 3,06$ $+ 20 \cdot 1,06$ $+ 1 \cdot 3,82$ <hr/> $= 66,30$	$2 \cdot 0,10$ <hr/> $= 0,20$	1419	1432	SCHAAFFS
Carvacrol $C_{10}H_{14}O$		0,976	$6 \cdot 3,36$ $+ 4 \cdot 3,06$ $+ 15 \cdot 1,06$ $+ 1 \cdot 4,53$ <hr/> $= 52,83$	$2 \cdot 0,10$ $+ 1 \cdot 0,16$ <hr/> $= 0,36$	1466	1475	SCHAAFFS
Dibromäthylen $C_2H_2Br_2$	<div> <div>cis</div>  <div>trans</div>  </div>	2,246  2,231	$2 \cdot 3,36$ $+ 2 \cdot 1,06$ $+ 2 \cdot 13,20$ <hr/> $= 35,24$	$2 \cdot 4,75$ <hr/> $= 9,50$	961 953	957 936	BACCAREDA, GIACOMINI

sind, als die Differenzen zwischen den Schallgeschwindigkeitsmessungen verschiedener Autoren heute noch zu sein pflegen. Aus einer Bearbeitung des gesamten dem Verfaßer zur Verfügung stehenden Zahlenmaterials kann man übrigens ersehen, daß bei vielen Flüssigkeiten, bei denen die Messungen verschiedener Autoren weit auseinandergehen, auch die Berechnung sich meist stark von der Messung unterscheidet. Diese Flüssigkeiten sind allerdings entweder solche, bei denen eine starke Neigung zur Assoziation und Polymerisation vorkommt, oder solche, die eine sehr große Zahl von Isomeren besitzen.

Es ist erstaunlich, wie einfach der Zusammenhang zwischen der mechanisch-akustischen Größe der Schallgeschwindigkeit und der so anschaulichen Raumerfüllung der Moleküle ist. Es ist unzumutbar zu versuchen, eine völlige Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung zu erzielen, da man ja gerade aus den Unterschieden zwischen der Messung und der auf Grund vereinfachender Annahmen durchgeführten Rechnung auf die Konstitutionseigentümlichkeiten eines Stoffes Schlüsse zu ziehen pflegt.

Eine kurze Bemerkung zur Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit muß noch gemacht werden. Nach Formel (8) hängt die Schallgeschwindigkeit für eine beliebige Temperatur von der Raumerfüllung  $r$  bzw. der darin enthaltenen Dichte  $\rho$ , und dem Stoßfaktor  $s$  ab. Daß der Stoßfaktor mit steigender Temperatur abnimmt, ist verständlich, weil dann die Moleküle infolge größerer kinetischer Energie stärker mit ihren Feldern ineinander eindringen und die Elastizität des Stoßes noch mehr abnimmt. D. SETTE hat nun gezeigt [4], daß die prozentuale Änderung dieses Stoßfaktors mit der Temperatur vom Verhältnis der jeweiligen Temperatur  $T$  zur kritischen Temperatur  $T_k$  abhängt und einen nahezu konstanten mit den Beobachtungen im Einklang stehenden Wert hat.

### Schallgeschwindigkeit und Dipolmoment.

Von den verschiedenen physikalischen und chemischen Problemen, die mit der oben skizzierten Theorie mit Erfolg behandelt werden können, sei an dieser Stelle nur das Problem der Dipolmomentbestimmung erwähnt. Nach DEBYE kann das Dipolmoment  $\mu$  aus der Molekularpolarisation  $P$  und der Molekularrefraktion  $M_R$  (angenähert bestimmt durch den Wert für die Natrium-D-Linie) berechnet werden zu

$$(13) \quad \mu = \sqrt{\frac{9kT}{4\pi N_L} (P - M_R)}.$$

Unter  $k$  ist die Boltzmannsche Konstante, unter  $N_L$  die Loschmidtsche Zahl verstanden. An Stelle der Molekularrefraktion  $M_R$  führen wir das von uns oben

benutzte Molekülvolumen  $B$  ein. Aus Formel (7) folgt

$$\frac{u}{W} = \frac{B}{V} - \frac{\beta}{B},$$
$$B = \frac{uV}{2W} + \sqrt{\left(\frac{uV}{2W}\right)^2 + \beta V}.$$

Wird dieser Ausdruck in (13) eingesetzt, so erhalten wir den Zusammenhang zwischen Dipolmoment und Schallgeschwindigkeit zu

(14) 
$$\mu = \sqrt{\frac{9kT}{4\pi N_L} \left( P - \left\{ \frac{uV}{2W} + \sqrt{\left(\frac{uV}{2W}\right)^2 + \beta V} \right\} \right)}.$$

Für viele Stoffe, für die  $\beta = 0$  ist, wird diese Formel noch einfacher.

Tabelle V enthält eine Zusammenstellung einiger Dipolmomente, die nach (14) berechnet und mit denjenigen verglichen worden sind, die mit Hilfe der Molekularrefraktion nach (13) ermittelt wurden. Der beiden Berechnungen zugrunde gelegte Wert von  $P$  wurde von anderen Autoren mit Hilfe der Methode der verdnnnten Lösungen gemessen. Die Übereinstimmung beider Berechnungen beweist die Brauchbarkeit der Schallgeschwindigkeit zur Bestimmung von Dipolmomenten.

TAB. V. – Bestimmung von Dipolmomenten mit Hilfe der Schallgeschwindigkeit bei 20 °C.

Flüssigkeit	Formel	Molekular- polarisation $P$	Dipolmoment $\mu \cdot 10^{18}$ e.s.E.	
			nach Formel (14) Schall- geschwindigkeit	nach Formel (13) Molekular- refraktion
$n$ -Hexan . . . . .	$C_6H_{14}$	30,5	0	0
Benzol . . . . .	$C_6H_6$	26,6	0,07	0,08
Toluol . . . . .	$C_6H_5CH_3$	34,7	0,38	0,37
$o$ - } Xylol . . .	$C_6H_4(CH_3)_2$	43,3	0,54	0,52
$m$ - }		39,3	0,33	0,36
$p$ - }		36,7	0	0
Äthylalkohol . . .	$C_2H_5OH$	73,5	1,66	1,70
Chlorbenzol . . .	$C_6H_5Cl$	82,5	1,56	1,69
$o$ - } Chlortoluol. .	$C_6H_4CH_3Cl$	79,5	1,41	1,35
$m$ - }		102,5	1,77	1,78
$p$ - }		115,5	1,92	1,90
Aceton . . . . .	$CO(CH_3)_2$	170,0	2,69	2,80

## LITERATUR

- [1] W. SCHAAFFS: *Zeits. f. Phys. Chemie*, **194**, 28, 66, 170 (1944); **195**, 136 (1950); *Ann. der Phys.*, **40**, 393 (1941); *Zeits. f. Naturf.*, **3a**, 396 (1948).  
s. a. L. BERGMANN: *Der Ultraschall*, 5. Auflage (Verlag S. Hirzel, 1949).
- [2] W. SCHAAFFS: *Zeits. f. Naturf.*, **4a**, 463 (1949).
- [3] W. SCHAAFFS: *Zeits. f. Phys. Chemie*. Zwei Abhandlungen sind im Druck (1951).  
Titel:  
1. *Molekular-kinetische Theorie der Schallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten.*  
2. *Die Additivitätsgesetze der Schallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten.*
- [4] D. SETTE: *Zeits. f. Naturf.*, **5a**, 170 (1950).



## Ultraschalldurchgang durch poröse Körper in Flüssigkeiten.

VON G. SCHMID und H. KNAPP

*Laboratorium für physikalische Chemie und Elektrochemie der Technischen Hochschule  
Stuttgart*

Die Frage des Durchgangs von Schall durch poröse Wände in Luft ist ein altes, praktisch bedeutungsvolles Problem, dessen Theorie in ihren Grundlagen schon von RAYLEIGH gegeben worden ist. Wie dagegen Schall oder Ultraschall in einer Flüssigkeit durch ein mit Flüssigkeit vollgesogenes System hindurchgeht, diese Frage ist erst in neuester Zeit interessant geworden, einmal durch die Entwicklung der Unterwasserschalltechnik, zum anderen durch die Anwendung des Ultraschalls in der Medizin. Zweifellos ist es für die Deutung des Wirkungsmechanismus bei den therapeutischen Anwendungen des Ultraschalls von grundlegendem Interesse, zu wissen, wie sich die Teilchen eines mit Flüssigkeit getränkten Gewebes bei einer Beschallung bewegen, ob zwischen der Bewegung der Gewebeflüssigkeit und der Gerüstsubstanz stärkere Bewegungsunterschiede auftreten, und in welchem Ausmaß solche Relativbewegungen, für die man ja auch oft den Ausdruck « Mikromassage » verwendet, zustandekommen.

Der Versuch einer Berechnung dieser Relativbewegungen stößt vorläufig auf unüberwindliche Schwierigkeiten. Die Flüssigkeiten unterscheiden sich in ihrer Elastizität und Dichte natürlich lange nicht so stark von den Porenwänden wie die Gase, und die Kopplung zwischen Flüssigkeit und Porenwand ist eine viel engere als zwischen Gas und Porenwand. Die Rayleigh'schen Berechnungen lassen sich auf flüssigkeitsgefüllte Poren nicht übertragen, da sie Voraussetzungen enthalten, die nur für gasgefüllte Poren zutreffen.

Andererseits gibt es bei Flüssigkeiten experimentelle Möglichkeiten, die es bei Gasen nicht gibt. Drückt man nämlich eine verdünnte Elektrolytlösung durch eine Kapillare oder durch ein System von Kapillaren, z.B. ein feinporiges Diaphragma, so entsteht zu beiden Seiten dieser Kapillare oder des Diaphragmas ein sogenanntes Strömungspotential, eine Erscheinung, die schon seit nahezu bald 100 Jahren häufig beobachtet und schon 1879 von Helmholtz theoretisch behandelt wurde.

Läßt man nun auf ein in eine Elektrolytlösung getauchtes Diaphragma

Ultraschall einwirken, so bedeutet dies physikalisch die Ausübung eines Wechsel-drucks, und es muß, wenn sich die Porenflüssigkeit in den Poren dadurch hin- und herbewegt, ein elektrisches Wechselepotential von der Frequenz des eingestrahnten Ultraschalls entstehen. Umgekehrt kann man aus dem Auftreten eines solchen Wechselepotentials mit großer Sicherheit auf das Vorhandensein einer Relativbewegung zwischen Porenflüssigkeit und Porenwandung schließen.

In der Tat haben wir solche Wechselepotentiale an einem in verdünnter KCl-Lösung beschallten Tondiaphragma nachweisen können. Die Schwierigkeit derartiger Messungen liegt nicht so sehr in der Verstärkung und dem Nachweis sehr kleiner Wechselespannungen von der Größenordnung einiger mV, sondern vielmehr darin, daß dieser Nachweis in der Nähe eines sehr starken Ultraschallsenders derselben Frequenz geschehen muß. Der elektrische Teil dieses Ultraschallsenders strahlt sehr energiestarke elektromagnetische Wellen derselben Frequenz aus, und man muß darauf achten, daß man nicht diese elektromagnetischen Wellen in der Messanordnung empfängt und verstärkt und so einer Täuschung über die Herkunft der gemessenen Wechselepotentiale unterliegt.

Nun ist aber diese meßtechnische Schwierigkeit bereits vor kurzem von amerikanischer Seite [1] in einem sehr viel schwierigeren Fall überwunden worden. P. DEBYE [2] hat 1933 vorausgesagt, daß in einer gewöhnlichen Elektrolytlösung, die mit Ultraschall mittlerer Intensität bestrahlt wird, und deren Kationen und Anionen verschiedene Trägheit besitzen, sehr kleine Potentialdifferenzen von der Größenordnung einiger  $\mu\text{V}$  auftreten müssen, weil die Kationen und Anionen infolge ihrer verschiedenen Trägheit von der schwingenden Flüssigkeit verschiedenen stark mitgenommen werden und sich daher in Phase und Betrag ihrer Amplitude ein klein wenig voneinander unterscheiden. Durch sorgfältige Abschirmung des gesamten Meßkreises gegen den elektrischen Teil des Ultraschallgenerators ist es den amerikanischen Forschern im letzten Jahr gelungen, diesen « Debye-Effekt » experimentell zu fassen.

Unser Fall des Strömungspotentials ähnelt diesem Debye-Effekt, nur daß die einen Ladungsträger an der Porenwand des Diaphragmas festhaften, wodurch ihre Trägheit natürlich außerordentlich erhöht erscheint, während sich die andere Sorte der Ladungsträger als Gegenionen frei in der Porenflüssigkeit bewegen kann. Zum Unterschied sind freilich diese festhaftenden Ionen einem anderen elastischen System verhaftet, das im Ultraschallfeld selbst wieder elastische Schwingungen ausführen wird. Immerhin sind die Unterschiede der elastischen Eigenschaften von Porenwand und Porenflüssigkeit so groß und die Kopplung durch die Reibung noch hinreichend gering, daß wir Wechselespannungspotentiale von der Größenordnung einiger mV, also etwa 1 000 mal größer als beim Debye-Effekt erhielten, und es war daher nach dem Vorgang der Amerikaner kein allzu schwieriges Problem mehr, diese Wechselepotentiale nachzuweisen.

Von unserer Messanordnung seien an Hand der schematischen Darstellung in Figur 1 die wichtigsten Punkte kurz erläutert. Das Elektrolytgefäß, das aus Zweckmäßigkeitsgründen unter  $35^\circ$  gegen die Horizontale geneigt aufgestellt wurde, bestand aus zwei gleichweiten Glasröhren (Innendurchmesser 33 mm), zwischen die ein Tondiaphragma mit Hilfe einer geeigneten Verklammerung eingespannt war. An seinem unteren Ende war es mit Hilfe einer

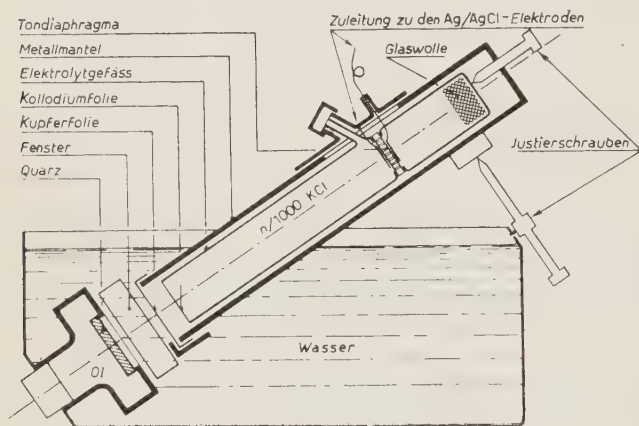


Fig. 1.

schalldurchlässigen Kollodiumfolie abgeschlossen und enthielt in seinem oberen Ende Glaswolle zur Absorption des durch das Diaphragma getretenen Ultraschalls. Das Gefäß war zu beiden Seiten des Diaphragmas mit 0,001 n KCl gefüllt und vollständig von einem 8 mm starken Eisenmantel <sup>(1)</sup> umgeben. Nur an der unteren

hin, war der Eisenmantel durch eine 0,08 mm starke Kupferfolie ersetzt, die den Ultraschallstrahl durchtreten ließ, und, wie die Versuche lehrten, zur elektrischen Abschirmung gut ausreichte <sup>(2)</sup>. Das ganze Gefäß einschließlich Schutzmantel wurde in einem Wassertrog dem Schallkopf gegenübergestellt und auch der Zwischenraum zwischen den beiden schalldurchlässigen Folien war zur Schallübertragung mit Wasser gefüllt. Zu beiden Seiten des Diaphragmas waren, dicht anliegend, zwei chlorierte Silberdrahtschleifen zur Abnahme der Wechselfotentiale angebracht. Die von diesen beiden Ag-AgCl-Elektroden kommenden Leitungen wurden, gut gepanzert, einem abgeschirmten, zweistufigen Breitbandverstärker mit Diodengleichrichtung und Anzeige durch ein Mikro-Amperemeter zugeführt. Da wir auf wohldefinierte Verhältnisse Wert legten wurde zur Ultraschallerzeugung ein Nierenquarz mit Straubelberandung (Dicke 8 mm, größte Breite 75 mm, kleinste Breite 54 mm) verwendet, der, wie durch Intensitätsmessung mit einer piezoelektrischen Sonde kontrolliert wurde, einen sehr schön gleichmäßig intensiven Schallstrahl von

<sup>(1)</sup> Die Dicke des Eisenmantels ist stark überdimensioniert und nur durch die zufälligen Vorräte unserer Institutswerkstatt bedingt.

<sup>(2)</sup> Der an sich mögliche Abschluß durch eine auf die Schallwellenlänge abgestimmte Metallplatte erwies sich als überflüssig.



der Frequenz 350 kHz abstrahlte. Mit Hilfe einiger Stellschrauben, von denen zwei in die Figur eingezeichnet sind, konnte das Elektrolytgefäß so einjustiert werden, daß das genau plan geschliffene Diaphragma in die Ebenenrichtung der Schallwellenfronten zu liegen kam. Außerdem konnte der Abstand zwischen Quarz und Diaphragma durch axiale Verrückung des Elektrolytgefäßes innerhalb des Metallpanzers beliebig verändert werden.

Die Intensität des einfallenden Ultraschallstrahls wurde nach der von T. HÜTER und R. POHLMAN [3] angegebenen optischen Methode der Spaltbildverbreiterung unter Benutzung zweier am Wassertrog angebrachter Glasfenster zwischen Quarz und Kupferfolie gemessen. Es ist vorgesehen, bei späteren Versuchen die Intensität unmittelbar vor und hinter dem Diaphragma zu messen, was aber wegen des Metallpanzers etwas schwieriger ist.

Von den bisherigen Ergebnissen <sup>(3)</sup> sei folgendes mitgeteilt. Die Wechselpotentiale treten tatsächlich in der erwarteten Größenordnung auf und erweisen sich, wie ebenfalls erwartet, proportional dem Schallwechseldruck. Daß es sich dabei wirklich um einen Ultraschalleffekt und nicht etwa nur um rein elektrische Wirkungen handelte, konnte am einfachsten durch Zwischenlegen einer schallabsorbierenden Filzplatte zwischen Quarz und Kupferfolie während des Betriebs demonstriert werden: Sofort ging der Ausschlag am Verstärkerinstrument von etwa 50 oder 100 Skalenteilen auf beinahe Null zurück und erschien wieder nach Entfernung der Filzplatte, obgleich dabei an den elektrischen Verhältnissen nicht das geringste geändert worden war.

Ein sicherer Beweis für die akustische Natur des Effekts konnte ferner durch Variierung des Abstandes zwischen Quarz und Diaphragma geliefert werden: Die Ausschläge änderten sich periodisch mit einer Verrückungsperiode von 2,16 mm; das aber ist genau die halbe Schallwellenlänge in Wasser. Wie bei einem akustischen Interferometer bilden sich zwischen Quarz und Diaphragma als Reflektorplatte bei Abständen ganzzahliger Vielfacher der halben Wellenlänge stehende Wellen und damit maximale Schwingungen aus. Wie dort erkennen wir die Resonanzstellen an der Rückwirkung der Schallwellen auf den Quarz, und wir fanden, daß genau an diesen Resonanzstellen auch das Wechsellpotential seine Maxima hat.

Wenn wir also damit sicher sein können einen akustischen Effekt vor uns zu haben, so könnte man doch immer noch einwenden, daß das beobachtete Wechsellpotential vielleicht gar nicht vom Diaphragma erzeugt wird, sondern durch eine direkte Einwirkung der Ultraschallwellen und ihrer Druckschwingungen auf die Elektrode zu erklären seien. Zweifellos ist dieser Einwand nicht sehr wahrscheinlich, da die Ag-AgCl-Elektrode praktisch druckunabhängig arbeitet. Um aber auch hierin sicher zu gehen, wurde in Blindversuchen das Verhalten der Ag-AgCl-Elektrode im Ultraschallfeld in Abwesenheit des

---

<sup>(3)</sup> Näheres s. Diplomarbeit H. KNAPP, Stuttgart, Febr. 1950.

Diaphragmas untersucht. In der Tat verschwanden die Wechsellpotentiale bei Entfernung des Diaphragmas, aber sie verschwanden nicht ganz. Ein kleiner eben noch beobachtbarer Rest blieb bestehen, dessen akustische Herkunft wie vorhin an der Periodizität im stehenden Schallfeld mit Sicherheit nachgewiesen werden konnte. Wir deuteten uns diese um etwa 2 Größenordnungen kleineren Wechsellpotentiale ohne Diaphragma jedoch nicht als Druckwirkung der Schallwellen auf die Elektroden, sondern als den eingangs erwähnten Debye-Effekt.

Diese kleine Störung ändert natürlich nichts an der Sicherheit der Feststellung des Diaphragmeneffekts. Wir sehen in ihm den bisher sichersten Beweis für das Vorhandensein einer Relativbewegung der Porenflüssigkeit gegen die Porenwand in einem beschallten Diaphragma. Die Versuche ergeben ferner Proportionalität zwischen dem Wechsellpotential und dem Schallwechseldruck, was wohl im Einklang mit der Helmholtz-Smoluchowski'schen Gleichung auf die Proportionalität zwischen Druck und Strömungspotential zurückzuführen ist. Während jedoch im stationären Gleichströmungsfall das Strömungspotential bei gleicher Druckdifferenz unabhängig ist von der Dicke des Diaphragmas, erwies sich in unserem Fall der Wechselströmung das Wechsellpotential als abhängig von der Schichtdicke. Es nahm mit wachsender Diaphragmendicke ab, was nicht weiter verwunderlich ist, wenn man bedenkt, daß ja die Gerüstsubstanz des Diaphragmas ebenfalls ein schwingungsfähiges System ist, das mit der schwingenden Flüssigkeit umso stärker gekoppelt ist, je dicker das Diaphragma ist, und das außerdem den Ultraschall umso stärker absorbiert, je ausgedehnter die inneren Berührungsflächen sind.

Was die Größe des Effekts betrifft, so sind genauere Messungen noch im Gange; wir wollen daher quantitative Aussagen vorläufig noch nicht mitteilen. Soviel kann jedoch schon gesagt werden, daß die Wechsellpotentiale auch bei den dünnsten Diaphragmen, die wir verwendeten, nämlich bei Diaphragmen von 1 mm Dicke (Porendurchmesser  $0,3 \mu$ ) etwa 2,5 mal kleiner sind, als man sie aus der Druckamplitude der Schallwellen berechnet, wenn man das leicht zu messende Strömungspotential bei statischem Druck zu Grunde legt. Dies mag zum Teil darauf zurückzuführen sein, daß in unserem Fall die Beschleunigungen der Teilchen, die im statischen Versuch keine Rolle spielen, die Verhältnisse beträchtlich verändern können, zeigt aber andererseits auch, daß die Relativbewegungen in den Poren, wenn auch sicher nicht in der vollen Größe des stationären Falles, so doch noch immer in recht erheblichem Ausmaße vorhanden sind.

Die Versuche sind bisher nur an Tondiaphragmen durchgeführt worden, die wir zur Entwicklung der Methode als Modells substanz zunächst ausschließlich verwendet haben. Es ist jedoch vorgesehen, sie später auf biologische Gewebe auszudehnen, wo ja der elastische Unterschied zwischen Gerüstsubstanz und Gewebeflüssigkeit wohl in den meisten Fällen nicht so groß sein wird.



## LITERATUR

- [1] E. YEAGER J. BUGOSH, F. HOVORKA und J. MC CARTHY: *Journ. Chem. Phys.*,  
17, 411 (1949).
- [2] P. DEBYE: *Journ. Chem. Phys.*, 1, 13 (1933).
- [3] T. HÜTER und R. POHLMAN: *Zeits. angew. Phys.*, 1, 405 (1949).

## Der Durchgang von Ultraschall durch Platten.

A. SCHOCH

*III. Physikalisches Institut der Universität - Göttingen*

Bei manchen Anwendungen des Ultraschalls interessiert der Durchgang von Schallwellen durch planparallele Platten. Von einigen bemerkenswerten Erscheinungen, die dabei auftreten, sei kurz berichtet.

Am auffallendsten — und schon lange bekannt — ist, daß die Durchlässigkeit einer Platte für ebene Schallwellen in Abhängigkeit von Frequenz, Plattendicke und Einfallswinkel im allgemeinen ausgeprägte Maxima aufweist, wenigstens solange die Schallabsorption des Plattenmaterials nicht zu groß ist. Die Maxima erklären sich im Prinzip damit, daß direkt hindurchgegangene Wellenzüge, und vor dem Wiederaustritt ein- oder mehrfach innerhalb der Platte hin- und herreflektierte Wellenzüge sich unter passenden Bedingungen durch Interferenz verstärken. Dies entspricht ganz den Verhältnissen in der Optik beim Durchgang von monochromatischen Lichtwellen durch planparallele Platten. Doch ist die Theorie im einzelnen komplizierter als in der Optik, weil es in festen Stoffen zwei Arten von elastischen Wellen gibt, die verschiedene Ausbreitungsgeschwindigkeiten haben. Die von RAYLEIGH [1] gegebene Theorie, die ganz der optischen entspricht, gilt nur für *schubspannungsfreie*, d.h. flüssige oder gasförmige Platten. Für den Fall *fester* Platten, die von einem schubspannungsfreien Medium umgeben sind, ist die Theorie des Schalldurchgangs zuerst von H. REISSNER [2] entwickelt worden. Doch ist die aus der Reissnerschen Formel für die Durchlässigkeit sich ergebende Bedingung, der Frequenz, Plattendicke und Einfallswinkel genügen müssen, damit ein maximaler Durchgang eintritt, recht kompliziert und nicht leicht zu diskutieren.

Es bedeutete daher einen Fortschritt für die anschauliche Diskussion, als CREMER [3] und GÖTZ [4] zeigten, daß man der Bedingung für maximalen Schalldurchgang folgende Interpretation geben kann: Ein Maximaldurchgang tritt immer dann ein, wenn die Geschwindigkeit, mit der sich die Schnittlinien der Wellenflächen der einfallenden Welle mit der Platte längs dieser fortbewegen — diese Geschwindigkeit sei kurz als «Spurgeschwindigkeit» bezeichnet — übereinstimmt mit der Phasengeschwindigkeit eines jener Wellen-

typen, die sich selbständig längs der Platte ausbreiten können. Unter den « selbständigen » oder « freien » Plattenwellen sind dabei diejenigen verstanden, die sich längs der Platte auch ohne Anregung vom umgebenden Medium her fortpflanzen können, wenn sie einmal irgendwie erzeugt worden sind. Sie bilden ein Analogon zu den elektromagnetischen Wellen in Hohlrohrleitern, die neuerdings für die Mikrowellentechnik so wichtig geworden sind. Es gibt zu jedem

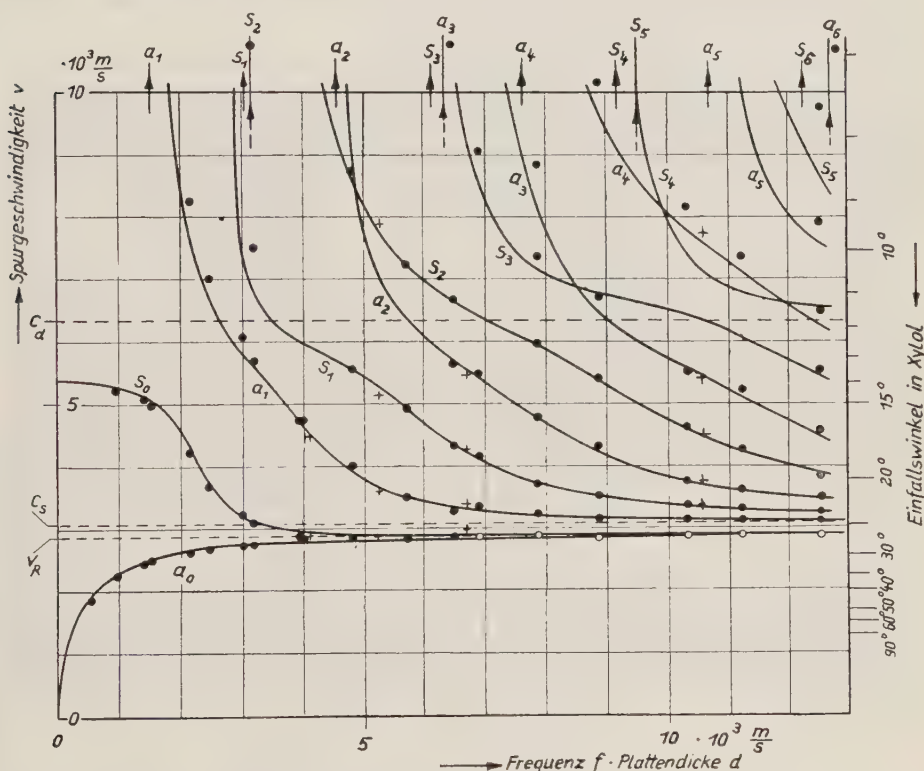


Bild 1. — Geschwindigkeit selbständiger Plattenwellen als Funktion des Produktes Frequenz mal Plattendicke. Kurven: berechnet, Punkte: gemessen.

Wert des Produktes Frequenz mal Plattendicke eine Anzahl diskreter solcher Wellen, die sich durch ihre Phasengeschwindigkeiten unterscheiden.

Die Geschwindigkeiten der selbständigen Plattenwellen kann man als Funktion des Produktes Frequenz mal Plattendicke nach einer bereits von RAYLEIGH [5] und LAMB [6] gegebenen Theorie — wenn auch nur mühsam — numerisch ausrechnen, wenn die elastischen Konstanten der Platte bekannt sind. Durch solche Rechnungen hatte GÖTZ [4] an Messergebnissen, die von SANDERS [7] veröffentlicht worden waren, nachgeprüft, ob bei Maximaldurchgängen die Spurgeschwindigkeit der einfallenden Welle einer der Geschwindig-

keiten selbständiger Plattenwellen gleich ist, und dies im wesentlichen bestätigt gefunden.

Eine Revision der Theorie des Schalldurchgangs durch feste Platten im Sinne dieser Ergebnisse führte nun zu einer Durchlässigkeitformel, die der Reissnerschen zwar äquivalent, aber doch einer Diskussion leichter zugänglich ist [8]. Dabei zeigte sich, daß bei allen Maximaldurchgängen — die bei exakt ebenen Wellen und vernachlässigbarer Absorption übrigens *Total-*durchgänge sind — selbständige Plattenwellen angeregt werden, jedoch nicht

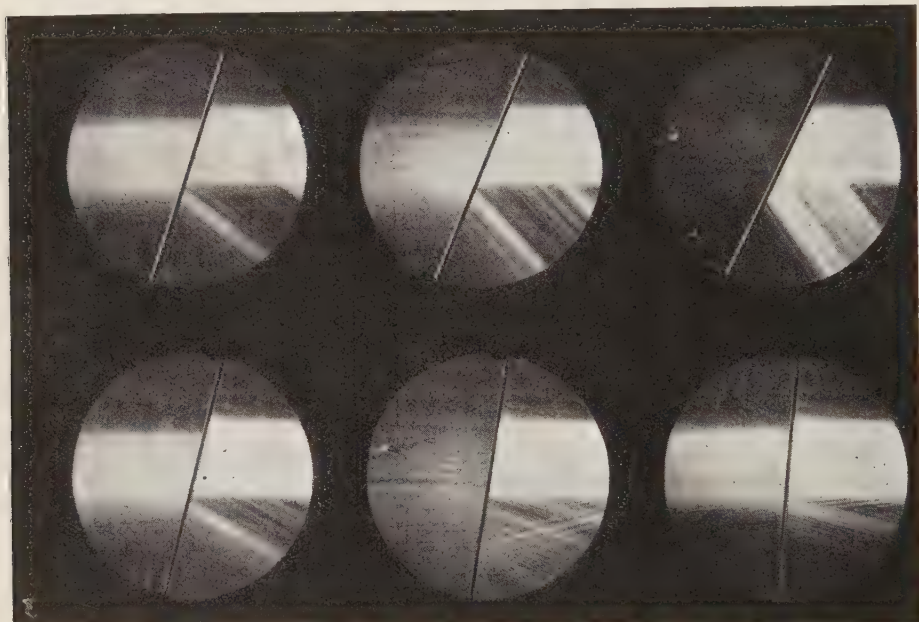


Bild 2. — Schlierenbilder der Maximaldurchgänge von Ultraschall (16 MHz) durch eine Aluminiumplatte (Dicke 0,43 mm) in Xylol.

umgekehrt die Anregung einer selbständigen Plattenwelle auch einen Totaldurchgang hervorrufen muß. Zur Erläuterung dient Bild 1. Auf diesem sind für die elastischen Konstanten von Aluminium die Geschwindigkeiten der selbständigen Plattenwellen als Funktion des Produkts Frequenz mal Plattendicke aufgetragen. Die Kurven sind rechnerisch gewonnen und entstammen einer Arbeit von FIRESTONE [9]. Jeder Kurvenzweig entspricht einem bestimmten Typ von Plattenwellen, der unterste z.B. den gewöhnlichen Biege- wellen. Die eingetragenen Punkte bezeichnen die Geschwindigkeitswerte, die aus Messungen der Winkel maximalen Durchgangs bei Aluminiumplatten ermittelt wurden. Die Punkte liegen recht gut auf den Kurven. Bemerkenswert ist aber, daß die Durchgangsmaxima immer dann fehlen, wenn die Spur-



geschwindigkeit gleich oder fast gleich der Geschwindigkeit der Dichtewellen im Plattenmedium wird ( $v = c_d$ ). Dies hat, wie aus der Theorie folgt, seinen Grund in einer ungeheuren Winkelschärfe der zugeordneten Maximaldurchgänge. Wegen der nur beschränkten Winkelschärfe, die man mit Schallquellen endlicher Ausdehnung erzeugen kann, werden diese Durchgänge daher praktisch unbeobachtbar.

Auch die leeren Kreise, die auf dem untersten Kurvenzweig liegen, entsprechen keinen merklichen Durchgängen. Sie entsprechen einer Anregung von Rayleigh'schen Oberflächenwellen (deren Geschwindigkeit  $v = c_R$  sich der unterste Kurvenzweig

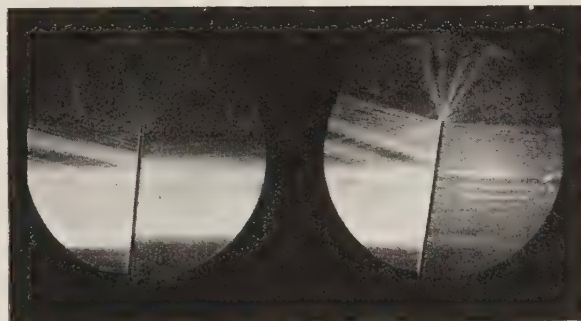


Bild 3. – Anregung einer stark und einer schwach gedämpften Plattenwelle.

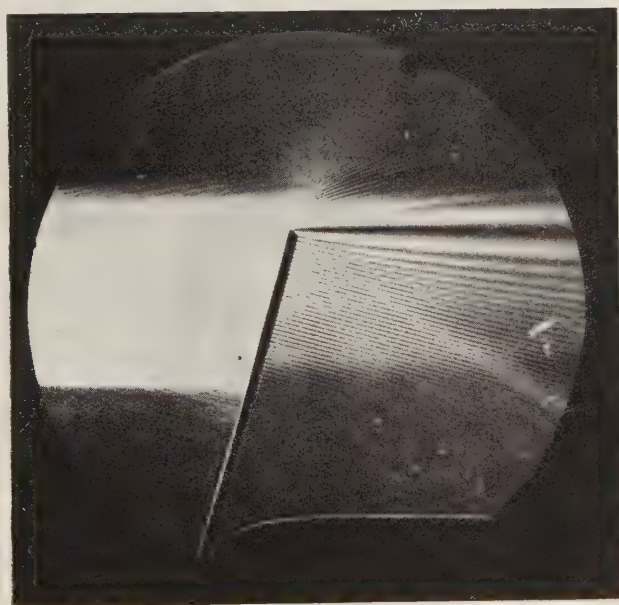


Bild 4. – Entstehung einer stehenden Plattenwelle durch Reflexion an der Plattenkante.

für große Plattendicken oder hohe Frequenzen asymptotisch nähert). Die Anregung der Oberflächenwellen ist zu erkennen an einer charakteristischen, ebenfalls nach der Theorie zu erwartenden seitlichen Versetzung der reflektierten Strahlen [8].

Schlierenaufnahmen aller Maximaldurchgänge durch eine Aluminiumplatte (Dicke 0,43 mm) in Xylol bei einer Frequenz von 16 MHz zeigt Bild 2. Man beachte die seitliche Versetzung des durchgelassenen Schallstrahlenbündels. Die Versetzung ist — diese Er-

klärung hat CREMER [3], [10] gegeben — die Folge eines räumlichen Einschwingvorgangs und hängt ab von der Dämpfung der angeregten selbständigen



Plattenwelle durch Ausstrahlung in das umgebende Medium. Kleine Dämpfung hat große Versetzung und Verbreiterung des durchgelassenen Wellenbündels zur Folge; es handelt sich dann gleichzeitig um Durchgänge großer Winkelschärfe. Dort, wo die durchgelassene Welle zum vollständigen Durchgang angeschwollen ist, verschwindet die reflektierte Welle.

Bild 3 zeigt, daß die angeregten Plattenwellen, wenn sie nur wenig durch Ausstrahlung gedämpft sind, beträchtlich über die Grenzen des einfallenden Strahlenbündels hinausreichen können. Wo sie die Plattenkante treffen, werden sie teilweise durch diese ausgestrahlt. Sie werden dort auch teilweise reflektiert; die dann in der Platte zurücklaufende Welle strahlt weitere Wellen in das umgebende Medium ab, die mit der direkt durchgelassenen und reflektierten Welle ein Interferenzstreifensystem erzeugen, welches die Struktur des Wellenfelds zu erkennen gestattet, siehe Bild 4. Die in die Richtung der einfallenden Schallwelle (also nach vorne) zurückgeworfene Welle ist die von FINNEY an Platten unter Wasser beobachtete « non specular reflection » [11].

#### L I T E R A T U R

- [1] LORD RAYLEIGH: *The Theory of Sound*, II, § 271 (London, 1896).
- [2] H. REISSNER: *Helv. Phys. Acta*, **11**, 140 (1938).
- [3] L. CREMER: *Akust. Zeits.*, **7**, 81 (1942).
- [4] J. GÖTZ: *Akust. Zeits.*, **8**, 145 (1943).
- [5] LORD RAYLEIGH: *Scient. Pap.*, **3**, 249 (1889).
- [6] H. LAMB: *Proc. Roy. Soc.*, A **93**, 114 (1917).
- [7] F. H. SANDERS: *Canad. Journ. of Res.*, A **17**, 179 (1939).
- [8] A. SCHOCH: *Ergebnisse der exa ten Naturwiss.*, **23**, 160 und 181.
- [9] F. A. FIRESTONE: *Non-destructive Testing*, **7**, n. 2 (1948).
- [10] L. CREMER: *Archiv. f. elektr. Übertragung*, **1**, 28 (1947).
- [11] W. J. FINNEY: *J. A. S. A.*, **20**, 626 (1948).

## Der gegenwärtige Stand der Messung der Schalleistung und der Schallintensität.

F. SEIDL

*I. Physikalisches Institut der Universität - Wien*

Man kann wohl sagen, daß für die Wirkung des Ultraschalles in vielen Fällen die Abhängigkeit von der Frequenz gegenüber der Abhängigkeit von der Intensität nur eine untergeordnete Rolle spielt. Als Beispiel hiezu sei die Herstellung kolloidialer Lösungen genannt und die Abspaltung von Jod aus einer Jodkaliumlösung der etwas Tetrachlorkohlenstoff zugesetzt war. Dabei beobachteten WEISSLER, COOPER und SNYDER [1], daß ein spezifischer Einfluß der Schallfrequenz im Bereich zwischen 400 und 1500 kHz nicht festzustellen war. Die Jodabscheidung begann erst mit dem Einsetzen der Kavitation, die bekanntlich nur bei größeren Schallintensitäten auftritt. Der Strahlungsdruck betrug ca.  $0,4 \text{ p/cm}^2$ .

Die ersten Methoden die eine absolute Messung der Schallintensität ermöglichten wurden im Jahre 1870 von BOLTZMANN und M. WIEN angegeben. Letzterer verwendete eine manometrische Anordnung. Im Jahre 1902 [2] zeigte RAYLEIGH, daß der Strahlungsdruck einer Schallwelle auf eine reflektierende Fläche durch die Energiedichte vor der Fläche gegeben ist. Der elektromagnetische Strahlungsdruck wurde erstmalig von LEBEDEW experimentell nachgewiesen. Er veranlasste ALTBURG [3] zur Konstruktion des ersten Schallradiometers und zur Messung des Schallstrahlungsdruckes.

Prinzipiell besteht ein Schallradiometer aus einem Schallreflektor und einem Druckmesser der als Torsionswaage ausgebildet sein kann. BOYLE arbeitete z. B. mit einem Torsionspendel an dessen Faden eine kreisförmige Reflektorscheibe montiert war.

Wird eine Quarzplatte im elektrischen Wechselfeld zum Schwingen ange-regt, dann wird zufolge der Kompression das angrenzende Medium von den Seiten her angesaugt und bei der darauffolgenden Dilatation in der Fortpflanzungsrichtung allein fortbewegt werden. Die dadurch zustandegekommene Gleichströmung tritt bei den Messungen mit Schallradiometern als Fehlerquelle auf. Da sich bei hohen Frequenzen zufolge Absorption in Richtung der Fortpflanzung der Schallwelle ein Schalldruckgradient ausbildet, tritt abermals

eine Gleichströmung auf, die sehr schwer unwirksam gemacht werden kann.

Schallradiometer wurden in verschiedenster Ausführungsform hergestellt. Es sei ein besonders empfindliches Gerät dieser Art erwähnt, über welches W. Buss berichtet [4]. Bei diesem wurde die Radiometerscheibe als Platte eines Kondensators ausgebildet. Durch den Schallstrahlungsdruck tritt eine kapazitive Änderung durch Verkleinerung der Plattendistanz ein. So war es möglich durch Messung der Kapazitätsänderung noch Schalldrucke von  $0,7 \text{ dyn/cm}^2$  zu messen.

Schalldrucke von mehr als  $50 \text{ dyn/cm}^2$  können sehr gut mit der Mohrschen Waage, die sich ja in jedem wissenschaftlichen Laboratorium vorfindet, ge-



Abb. 1.

messen werden. Die Dose in Abb. 1 kann auch zur Vermeidung stehender Wellen durch einen kegelförmigen Reflektor der mit Luft gefüllt ist ersetzt werden.

Da, wie bereits vorhin erwähnt, die Gleichströmung schwer, zumindest niemals vollkommen zu verhindern ist, ist es zweckmäßig, mit Schallempfängern zu arbeiten, die auf Gleichströmung nicht ansprechen. Es werden daher piezoelektrische Empfänger, die nur auf Schallwechseldruck ansprechen in manchen Fällen den Schallradiometern vorzuziehen sein. Auch ist zu berücksichtigen, daß der Schallwechseldruck weitaus (um einige Zehnerpotenzen)

größer ist als der Schallstrahlungsdruck, wodurch die Messung kleinerer Schallintensitäten ermöglicht wird. Die größte Empfindlichkeit wird erreicht, wenn die Eigenfrequenz des Empfangsquarzes der Frequenz des Schallgebers gleich ist. Solche piezoelektrische Resonanzempfänger wurden zuerst von P. LANGEVIN und M. ISHIMOTO [5] benutzt. Beim Auftreffen auf den Empfangsquarz wird zufolge des direkten Piezoeffektes mechanische Energie in elektrische umgewandelt und die dabei erzeugte Wechselspannung wird nach erfolgter Verstärkung und Gleichrichtung gemessen. Von größter Wichtigkeit ist eine zweckmäßige Abschirmung des Empfangsgerätes gegenüber der vom Sender ausgestrahlten elektromagnetischen Energie.

Bereits LANGEVIN gestaltete die Halterung des Empfangsquarzes als Sonde die im Schallwellenfeld bewegt werden konnte. BERGMANN baute einen Quarzempfänger, der sich bei der Messung der Schallwechseldrucke in Flüssigkeiten sehr gut verwenden ließ.

Je kleiner eine Sonde dimensioniert ist, desto geringer ist die durch sie hervorgerufene Verzerrung und Störung des Schallfeldes. Von diesem Gesichtspunkt aus baute Verf., veranlaßt durch Untersuchungen des Schallwellenfeldes in einem Medium mit Dichtegradienten, eine möglichst kleine piezoelektrische Quarzsonde, welche mit Kreuzschlitten in drei aufeinander senkrechten Richtungen verstellbar ist (Abb. 2). Die Kristallfassung kann allein, ohne durch Kippen der ganzen Sonde den Dichtegradienten wesentlich zu verändern, in beliebige Winkelstellungen zwischen 0 und 90 Graden gebracht werden. Die Verwendung elektrischer Schallempfänger bewährt sich auch bei Schallabsorptionsmessungen, wo es darauf ankommt, die Schallintensität in zwei verschiedenen Entfernungen vom Schallgeber zu messen. Es ist die Schallintensität proportional dem Quadrat der Schallwechseldruckamplitude.

Vielfach wurde in der Literatur, so z. B. von BORN [6] bekannt gegeben, daß bei zu großem Verhältnis von Strahlerdurchmesser zur Wellenlänge, etwa über 8:1, sich sogenannte Interferenzfelder ausbilden. Um die Struktur eines solchen Interferenzfeldes in einer zur Quarzoberfläche parallelen Ebene möglichst getreu angeben zu können, soll die Fläche des Empfangsquarzes klein dimensioniert sein, damit sie bei der Verschiebung im Schallfeld nicht wiederholt gleichen Maximis ausgesetzt ist. Um dieser Forderung nahe zu kommen wurde der Sondenquarz, dessen Durchmesser 6 mm beträgt mit einem Trichter versehen, durch dessen 1,5 mm weite Öffnung die Schallstrahlen eintreten

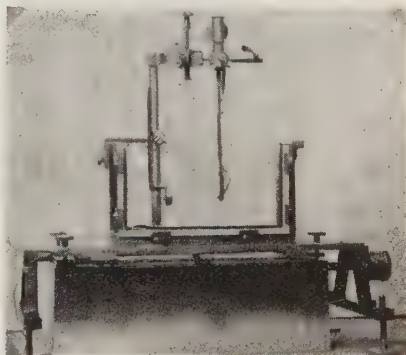


Abb. 2.



können (Abb. 3). Den Durchtritt der Schallstrahlen zeigt die Abb. 4 und den Unterschied einer Messung im Nahfeld des rechteckigen schallabstrahlenden Quarzes von 11 mm Kantenlänge mit und Trichter ohne die Abb. 5. Mit Hilfe der Schlierenmethode wurde auch die Störung des Schallfeldes durch Hineinbringung des Trichters in dasselbe beobachtet (Abb. 6). Dabei ergibt sich

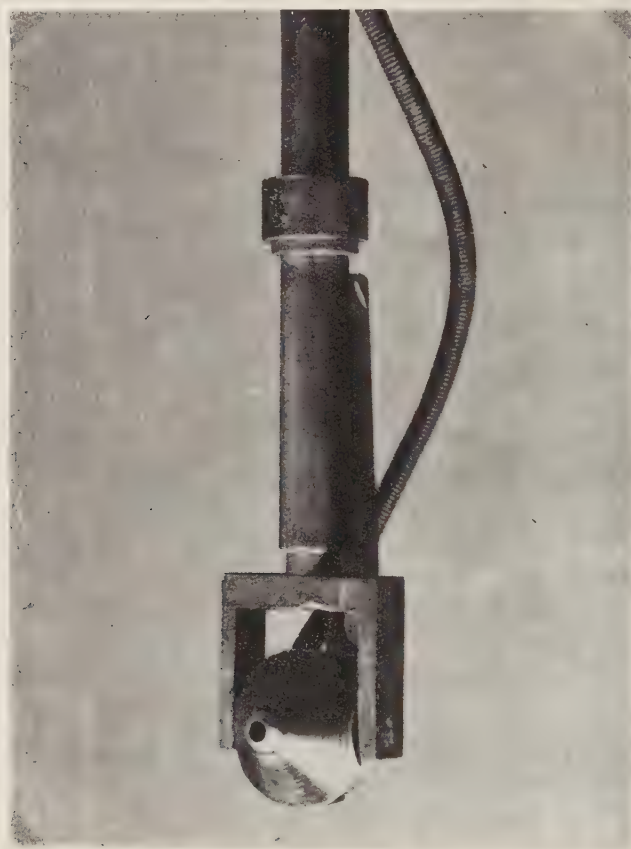


Abb. 3. - 2; 1 d. nat. gr.

einerseits die Ausbildung von Kombinationswellen an der Mantelfläche des Trichters, andererseits sind aber auch noch stehende Wellen vorhanden. Letztere kommen größtenteils dadurch zu Stande, daß am Kegelmantel des Trichters auffallende Schallwellen unter einem rechten Winkel reflektiert werden. Es ist zweckmäßig den Trichter innen und aussen mit schallabsorbierender Masse zu belegen. Um schließlich noch die Ausbildung einer stehenden Welle beim Auftreffen der Schallstrahlen auf die Fläche des zu ihnen senkrecht stehenden



Sondenquarzes zu vermeiden, wird derselbe zur Einfallsrichtung der Schallwelle schräg gestellt und der Trichter so geformt, daß durch die Öffnung eintretende Schallstrahlen die Quarzmitte treffen. Abb. 7.



Abb. 4.

Für Schallintensitätsmessungen kommen eventuell auch noch thermische Empfänger in Frage und zwar nur mit Rücksicht auf ihre kleinen Dimensionen.

Soll bei der Messung der Schallintensität jede Störung des Schallwellenfeldes vermieden werden, dann kommen nur optische Methoden in Betracht. Solche Methoden wurden auf Grund der Entdeckung von Effekten ausgearbeitet, die von der Schallintensität abhängen.

BIQUARD hat z. B. 1935 eine Methode entwickelt, die solange angewendet werden kann, als die Intensität des durch das Schallfeld abgelenkten Lichtes monoton mit wachsender Schallintensität zunimmt. Durch die Beugung des Lichtes wird die Intensität

$I_0$  der Nullten Ordnung geschwächt und sinkt auf den Wert  $I$ . Das Verhältnis beider Lichtintensitäten wird in Abhängigkeit der Schallintensität photometrisch gemessen. Letztere wird relativ aus dem Quarzstrom gemessen.

Die optischen Methoden sind ebenso, wie alle anderen die die Beobachtung einer Intensitätsänderung im Schallstrahl ermöglichen, zur Messung der Schallabsorption geeignet.

Da die Schallabsorptionsmessung auf die Messung von Schallintensitätsänderungen zurückgeht, sei auch noch kurz das Echoimpulsverfahren erwähnt. Bei dieser

Methode wird der Abstand zwischen Schallgeber und Reflektor vergrößert, wobei die Intensität der reflektierten Schallimpulse zufolge der Absorption im Schallmedium abnimmt. Bestimmt man diese Intensitätsänderung in Abhängigkeit des Schallweges, dann kann man den Schallabsorptionskoeffizienten bestimmen.

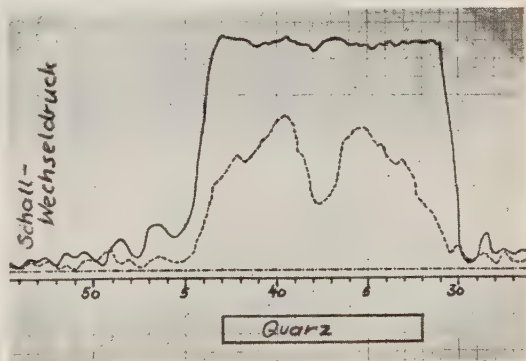


Abb. 5.

In Amerika werden Kristallmikrophone gebaut, welche dazu geeignet sind Schalldrucke von einigen  $\text{dyn/cm}^2$  bis zu mehreren Millionen  $\text{dyn/cm}^2$  zu messen.

Ultraschalleistungsmessungen, wie sie in der Therapie Verwendung finden, messen den Schallstrahlungsdruck auf einen Reflektor mittels einer Waage, die in Watt geeicht ist. Die Schallabstrahlung erfolgt zumeist direkt oder aber durch eine Membran hindurch in entgastes Wasser. Eine solche Einrichtung wird erst dann allen Ansprüchen an eine zweckmäßige Leistungsmessung ge-

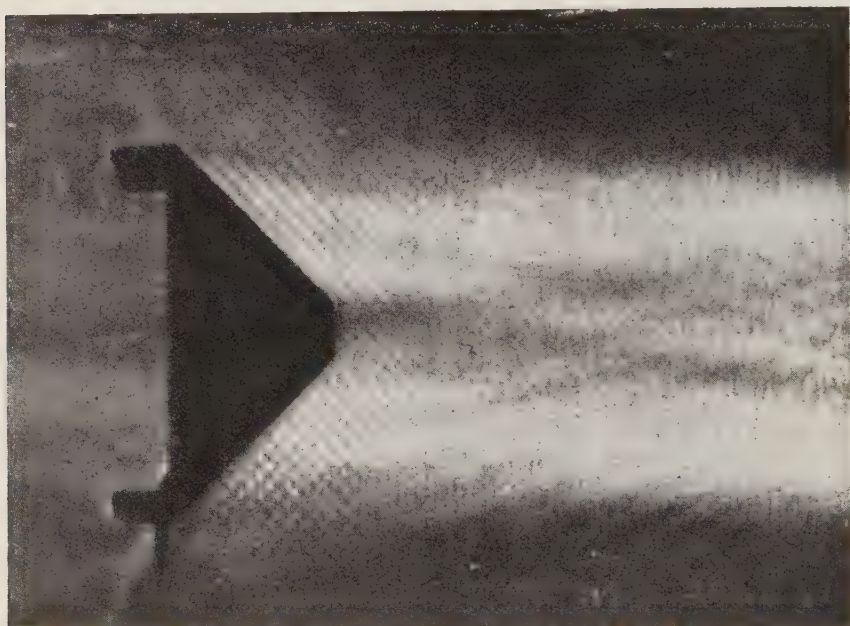


Abb. 6.

recht werden, wenn damit die bei einer Beschallung abgestrahlte Leistung gemessen werden würde. Wie VON SANDEN bereits darauf aufmerksam machte, kommt es auf das schalltechnische Verhalten des als Phantom verwendeten Schallmediums an, ob sich der Schallgeber auf die gleiche Leistungsabgabe wie am Patientenkörper einstellt.

Eine andere Leistungsmessertyp, die Dr. BREUNING angegeben hat, berücksichtigt, daß nicht der Schalldruck, sondern die Schallamplitude für die Gewebewirkungen maßgebend ist. Es wurden nur rein elektrische Umsetzungsglieder der Schallamplitude vorgesehen. Das Meßgerät ist in Watt geeicht und mißt die vom Schallkopf abgestrahlte Leistung.

Zum Abschluß sei bemerkt, daß beim Fehlen eines Spezialgerätes zur Schalleistungs- oder Intestitätsmessung zumindest die Stromstärke im Anoden-

stromkreis oder im Gitterstromkreis bei der Beschallung als Richtlinie Beachtung finden soll. Denn, obwohl man auch eine Abhängigkeit der Wirkung von der



Abb. 7. - 2:1 d. nat. gr.

Frequenz festgestellt hat, bestimmen gerade die Schalleistung und die Schallintensität das Für und das Wider der Anwendung des Ultraschalles in der Therapie.

#### LITERATUR

- [1] A. WEISSLER, H. W. COOPER und ST. SNYDERS: *J. A. S. A.*, 20, 589 (1948).
- [2] LORD RAYLEIGH: *Phil. Mag.*, 3, 338 (1902).
- [3] W. ALTBERG: *Ann. der Phys.*, 11, 405 (1903).
- [4] W. BUSS: *Ann. der Phys.*, (5), 33, 143 (1938).
- [5] P. LANGEVIN und M. ISHIMOTO: *Journ. de Phys.*, (6), 4, 539 (1923).
- [6] H. BORN: *Zeits. f. Phys.*, 120, 383 (1943).

## Notizie di esperienze in corso con apparecchi a magnetostirizione.

A. SELLERIO e D. BARBARO

*Istituto di Fisica Tecnica dell'Università - Palermo*

Recentemente questo Istituto ha avuto in dono due apparecchi americani gemelli, residuati di guerra, destinati al controllo di proiettori ultra-acustici installati sulle navi. Ognuno degli apparecchi può lavorare sia in emissione che in ricezione; in questo caso o misura l'intensità in decibel, o misura la frequenza mediante battimenti. Potenza di uscita costante 0,35 W, frequenza variabile con continuità da 17000 a 26000 Hz. La parte emittente o ricevente (sonda) è un involucro cilindrico di nichel temperato, diametro 3,8 cm, altezza 14,7 cm, ben chiuso alle testate, in modo da rendere l'interno dove trovasi la bobina, impermeabile all'acqua.

Data la esiguità della potenza emessa — anche in rapporto all'estensione della superficie — si è ritenuto che fosse inutile cercare alcuno degli effetti interessanti che si ottengono con gli ultrasuoni e, invece, i due apparecchi associati potessero riuscire utili per eseguire in laboratorio indagini sul modo di propagarsi delle onde in condizioni particolari.

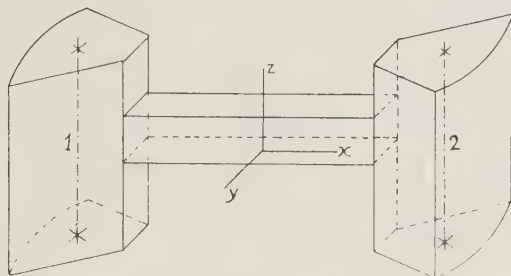
Dopo vari tentennamenti si è trovato rispondente allo scopo, il dispositivo di cui diamo qui un cenno, accompagnato da brevi notizie sulle prime constatazioni fatte.

Due recipienti di lamiera (vedi figura), aventi tre delle pareti verticali piane e una cilindrica, sono congiunti fra loro da un canale orizzontale a pelo libero e sezione rettangolare che si innesta quasi a metà altezza: larghezza circa 5,5 cm, altezza 8 cm, lunghezza circa 45 cm. Dentro il recipiente di sinistra, si colloca l'emettitore 1 e le pareti verticali piane del recipiente, convergendo verso il canale, convogliano verso di esso l'energia irradiata, dentro l'altro recipiente si mette il ricevitore 2. Alle due testate del canale si possono applicare, mediante due telai, due membrane leggerissime di gomma, in modo da potere, all'occorrenza, separare il liquido del canale e quello — o quelli — dei recipienti. Ogni membrana non produce più di 1 decibel di abbassamento nel ricevitore 2.



Il campo di studio è quello del canale, individuato da un sistema di coordinate  $x, y, z$ .

Le esperienze, normalmente sono state fatte con acqua comune. Nel canale



si introducevano diversi corpi e si prendeva nota delle modifiche nella trasmissione accusata dal ricevitore 2.

Esse verranno indicate con  $\Delta$ , cioè  $\Delta$  indica la differenza fra la lettura in decibel nelle condizioni di prova e quella della condizione di riferimento.

a) Si è constatato che spostando parallelamente all'asse  $y$  un oggetto tutto immerso,  $\Delta$  subisce solo leggere variazioni; invece, spostandolo in profondità  $\Delta$  varia.

b) Spostando un oggetto longitudinalmente (asse  $x$ ) si trovano, invece, *massimi* e *minimi* più o meno pronunziati, equidistanti, il che significa che le onde sono parzialmente stazionarie.

V'era da pensare che l'equidistanza  $D$  fra un massimo e un minimo fosse eguale alla quarta parte della lunghezza d'onda  $\lambda$ , o a un suo multiplo. Invece, si è trovato che  $D$  è poco minore della metà. Il rapporto  $D : (\lambda/2)$  si aggira intorno a 0,7 ma non è costante, come mostrano i seguenti esempi in cui si è supposto  $V = 1450 \cdot 10^3$  cm/s:

$v = 18\,600$ Hz	$D = 3,14$ cm	$\lambda/2 = 3,98$ cm
20 000	3,0	3,63
20 240	2,9	3,58
23 000	2,14	3,15
25 650	1,94	2,82

c) Lastre piane lucide, larghe poco più della metà del canale, disposte trasversalmente o longitudinalmente. Se sono di vetro non danno attenuazione, cioè  $\Delta \cong 0$ .

Quasi lo stesso risultato se sono di metallo ben levigato (alla pulitrice).

d) Lastre di legno. Danno un'attenuazione notevole la quale è maggiore



quando la lastra è disposta *longitudinalmente*. L'attenuazione, cioè il valore assoluto di  $\Delta$  cresce, con l'estensione della superficie e molto con la sua ruvidità.

Esempio: per  $\nu = 20\,000$  Hz

Larghezza 30 mm

lastra liscia	trasversale	. . . . .	$\Delta = - 5$ db	
»	»	longitudinale	. . . . .	- 8
»	ruvida	trasversale	. . . . .	- 20
»	»	longitudinale	. . . . .	- 31

Larghezza 50 mm

lastra liscia	trasversale	. . . . .	$\Delta = - 6$ db	
»	»	longitudinale	. . . . .	- 19
»	ruvida	trasversale	. . . . .	- 16
»	»	longitudinale	. . . . .	- 33

e) Corpi cilindrici ad asse verticale e a sezione *lenticolare*.

Se sono di legno, danno risultati simili a quelli delle lastre piane, vedi *d*).

Se sono di lamiera metallica, cioè formano recipienti vuoti, e la lamiera è lucida, *si comportano al contrario del legno*, cioè danno maggiore attenuazione quando sono disposti trasversalmente: con ciò si intende che la base abbia la sua massima lunghezza nella direzione *y*.

Esempi con  $\nu = 20\,000$  Hz:

metallo lucido, vuoto, trasversale . . . .	$\Delta = - 13$
» » » longitudinale . . .	$= - 8$
legno liscio trasversale . . . . .	$= - 9$
» » longitudinale . . . . .	$= - 11,5$
» ruvido trasversale . . . . .	$= - 16$
» » longitudinale . . . . .	$= - 40$

Se i corpi di lamiera metallica si riempiono di acqua, l'attenuazione diminuisce fortemente.

Esempi con lo stesso corpo di cui sopra riempito d'acqua:

metallo lucido, riempito, trasversale . . .	$\Delta = - 3$
» » » longitudinale . .	$= - 2$

Alcuni di questi fatti erano da aspettarsi; per esempio il diminuire dell'attenuazione quando si riempiono i corpi cavi, che è dovuto all'adattamento delle resistenze acustiche.

La preponderanza dell'attenuazione « longitudinale » col legno è verosimilmente da attribuirsi al fatto che le oscillazioni sono longitudinali e una superficie rugosa le smorza di più quando è parallela alla direzione di propagazione.

f) Recipienti cilindrici di metallo lucido o vetro ad asse verticale e sezione circolare.

L'attenuazione dipende in modo non semplice dal diametro e dalla frequenza. Quando i cilindri si riempiono, dipende anche dall'altezza raggiunta dal liquido. Tutto ciò fa pensare a fenomeni di risonanza.

Esempi:

Metallo lucido (vuoto):

$d = 25$ mm	20 000 Hz	$\Delta = -0,5$	21 000 Hz	$\Delta = -6,5$
$d = 22$ »	»	- 7	»	- 2,5
$d = 10$ »	»	- 0,5	»	- 0,5

Provetta di vetro  $d = 3$  cm, 20 000 Hz:

vuota . . . . .	$\Delta = -3$ db
versando 1 cm di acqua . . . . .	- 2

Versando altra acqua, l'attenuazione cresce ( $\Delta = -7$ ) e poi diminuisce e si ferma a  $\Delta = -2$ .

Risultati analoghi — un po' più accentuati — col Mercurio.

g) Lastre di vetro smerigliate su una faccia.

Nella prima immersione si ha un'attenuazione considerevole, per esempio  $\Delta = -5$ .

Nelle successive, cioè estraendo la lastra e immergendola di nuovo, l'attenuazione diminuisce, e ripetendo qualche altra volta l'operazione si arriva a  $\Delta = -0,5$ . Lo stesso fatto si constata immergendo (invece della lastra di vetro) un dito o due dita nel canale.

Si tratta evidentemente di un fenomeno di superficie.

Alcune prove inducono a ritenere che esso sia dovuto all'aria aderente (adsorbita?).

Questa opinione è confortata dalle seguenti osservazioni:

Quando la lastra assorbe poco, per es.  $\Delta = -0,5$ , estraendola, asciugandola e tornando a immergerla, si ritrova l'attenuazione piccola. Se, invece, dopo averla asciugata, si sparge sulla parte smerigliata polvere di carbone, o boro talco, si asporta, si pulisce leggermente la lastra con un panno e si torna a immergere, si ha l'attenuazione forte (per es.  $\Delta = -6$  db).

Se la prima immersione (lastra che è stata molto tempo esposta all'aria) si fa dopo di avere pennellato la parte smerigliata con una fiamma a gas, si ha l'attenuazione piccola.

## Risultati sperimentali nella misura del coefficiente di assorbimento degli ultrasuoni in alcune mescolanze liquide.

D. SETTE

*Istituto Nazionale di Ultracustica « O. M. Corbino » - Roma*

### 1. — Introduzione.

La differenza notevole che generalmente si riscontra fra i valori sperimentali del coefficiente di assorbimento ultrasonoro nei liquidi e quelli previsti dalla teoria classica, sembra dovuta all'intervento di fenomeni di rilassamento durante la propagazione delle onde elastiche nei liquidi stessi. È stato osservato [1] che nei liquidi non associati a bassa viscosità, il fenomeno di rilassamento avviene presumibilmente nell'interno della molecola; esso è cioè legato alla distribuzione dell'energia fra i vari gradi di libertà interni della molecola. Nel caso dei liquidi associati a bassa viscosità e basso coefficiente di assorbimento, il fenomeno più importante sarebbe invece il rilassamento dovuto alla esistenza di varie forme che l'edificio strutturale del liquido può assumere.

Al fine di chiarire le caratteristiche di questi fenomeni di rilassamento, abbiamo ritenuto che fosse di grande utilità lo studio di mescolanze opportunamente scelte e, per tale ragione, abbiamo effettuato delle misure di coefficiente di assorbimento in alcuni sistemi binari.

Nel presente lavoro vengono comunicati i risultati sperimentali ottenuti ed alcune deduzioni che è possibile trarne.

### 2. — Risultati sperimentali.

Le misure sono state eseguite con un metodo ottico descritto in una precedente nota [2]. La frequenza degli ultrasuoni adoperati è di 8 MHz. I liquidi usati sono quelli « puri per usi scientifici » della Ditta Erba.

Nella tab. I sono riuniti i risultati sperimentali. La seconda colonna dà la concentrazione molecolare del secondo costituente del sistema, intesa come

TABELLA I. — *Coefficiente di assorbimento e parametro  $\alpha/f^2$  nelle mescolanze.*

MESCOLANZA	Conc. mol. 2° Comp.	<i>t</i> (°C)	$\alpha$ (cm <sup>-1</sup> )	$\alpha/f^2 \cdot 10^{17}$ (s <sup>2</sup> cm <sup>-1</sup> )
1. Acetone-Alcool metilico	0	24,95	0,02047	32,0
	0,0956	24,95	0,02133	33,3
	0,3610	24,95	0,02170	33,9
	0,6104	25	0,02376	37,1
	0,7879	24,95	0,02216	34,6
	0,8967	24,95	0,02393	37,4
	1	25,05	0,02303	36,0
2. Benzolo-Alcool etilico	0	25,1	0,5491	858,0
	0,0755	25,05	0,2649	414,0
	0,1540	25,05	0,1820	284,4
	0,2748	25	0,1056	165,0
	0,4548	25	0,0619	96,8
	0,6668	25,1	0,0413	64,5
	0,8884	25,05	0,0349	54,5
	1	24,9	0,0329	51,4
3. Benzolo-Cloroformio	0	25,10	0,5491	858,0
	0,1250	24,95	0,5169	807,7
	0,2024	24,95	0,4890	764,0
	0,4658	25,0	0,4140	646,8
	0,6507	24,90	0,3590	560,9
	0,7892	25,05	0,3325	519,5
	0,9000	24,95	0,3061	478,4
	1	24,95	0,2688	420,0
4. Benzolo - Tetracloruro di carbonio	0	25,1	0,5491	858,0
	0,1025	25,1	0,4753	742,7
	0,2499	24,95	0,3920	612,5
	0,5261	25,05	0,3045	475,8
	0,6749	24,95	0,2895	452,3
	0,7939	25,05	0,2953	461,5
	0,9025	24,9	0,3078	481,0
	1	24,9	0,3440	537,5
5. Clorobenzolo-Toluolo	0	25	0,09044	141,3
	0,0826	25	0,08550	133,6
	0,2199	25	0,07850	122,6
	0,3641	24,95	0,07000	109,4
	0,6605	25,05	0,06183	96,6
	0,8993	25	0,05475	85,6
	1	25,05	0,05450	85,1



Segue: TABELLA I.

MESCOLANZA	Cone. mol. 2° Comp.	$t$ (°C)	$\alpha$ (cm <sup>-1</sup> )	$\alpha/f^2 \cdot 10^{17}$ (s <sup>2</sup> cm <sup>-1</sup> )
6. Cloroformio-Alcool metilico	0	24,95	0,2688	420,0
	0,1220	25	0,1258	196,7
	0,2663	25	0,0749	117,0
	0,5575	24,95	0,0404	63,1
	1	25,05	0,0230	36,0
7. Cloroformio-Toluolo	0	24,95	0,2688	420,0
	0,0655	24,95	0,1888	295,1
	0,1928	25	0,1291	201,8
	0,3596	24,95	0,0992	155,1
	0,5838	25	0,0738	115,3
	0,7971	25	0,0623	97,4
	1	25,05	0,0545	85,1
8. Tetracloruro di car- bonio-Acetone	0	24,9	0,3440	537,5
	0,0865	25	0,1931	301,7
	0,2128	24,95	0,1057	165,2
	0,4509	25	0,0538	84,0
	0,7381	24,95	0,0360	56,3
	1	24,95	0,0204	32,0
9. Tetracloruro di Car- bonio-Alcool etilico	0	24,9	0,3440	537,5
	0,0895	24,9	0,2510	392,2
	0,1613	24,9	0,1864	291,2
	0,2349	24,9	0,1354	211,5
	0,3322	24,9	0,0987	154,2
	0,4878	24,9	0,0660	103,0
	0,7732	24,8	0,0483	75,0
	1	24,9	0,0329	51,4
10. Tetracloruro di Carbonio-Alcool metilico	0	24,9	0,3440	537,5
	0,1457	25,05	0,1907	298,1
	0,2041	24,9	0,1595	249,2
	0,3974	24,85	0,0859	134,2
	0,5937	24,9	0,0533	83,3
	0,8331	24,9	0,0344	52,2
	1	25,05	0,0230	35,9

Segue: TABELLA I.

MESCOLANZA	Conc. mol. 2° Comp.	t (°C)	$\alpha$ (cm <sup>-1</sup> )	$\alpha/f^2 \cdot 10^{17}$ (s <sup>2</sup> cm <sup>-1</sup> )
11. Tetracloruro di Carbonio - Cloro- formio	0	24,9	0,3440	537,5
	0,0632	24,95	0,3335	521,1
	0,1816	25	0,2951	461,2
	0,3520	25	0,2726	426,0
	0,5292	24,95	0,2565	400,7
	0,5833	25	0,2560	400,0
	0,6464	25	0,2518	393,4
	0,7440	24,95	0,2365	369,5
	0,7914	24,95	0,2401	375,3
	0,8525	25	0,2565	400,8
	0,8691	24,95	0,2433	380,2
	0,9284	25	0,2555	399,2
	1	24,95	0,2688	420,0
12. Toluolo-Acetone	0	25,05	0,05450	85,1
	0,1478	24,95	0,04760	74,3
	0,4690	25	0,03590	56,1
	0,8344	25	0,02300	35,9
	0,9265	25	0,02141	33,4
	1	24,95	0,02047	32,0

il rapporto  $n_2/(n_1 + n_2)$ , essendo  $n_1$  ed  $n_2$  i numeri di grammi-molecole dei due costituenti, presenti nella mescolanza.

Il coefficiente di assorbimento  $\alpha$  si riferisce alla *ampiezza* dell'onda ultrasuona.

### 3. - Discussione dei risultati sperimentali.

La fig. 1 riunisce i risultati ottenuti in quei sistemi binari i cui costituenti puri presentano un assorbimento molto differente. Il coefficiente di assorbimento del liquido più assorbente è  $7 \div 17$  volte quello dell'altro costituente.

In tutti questi sistemi la variazione del coefficiente di assorbimento con la composizione ha un andamento analogo: piccole aggiunte del composto meno assorbente a quello più assorbente fanno diminuire rapidamente il coefficiente di assorbimento della mescolanza.

Recentemente J. M. M. PINKERTON [3] ed E. BAUER [4], riprendendo uno schema che già si era mostrato utile nel caso delle mescolanze gassose, hanno mostrato che è possibile spiegare un analogo andamento nel caso di due liquidi

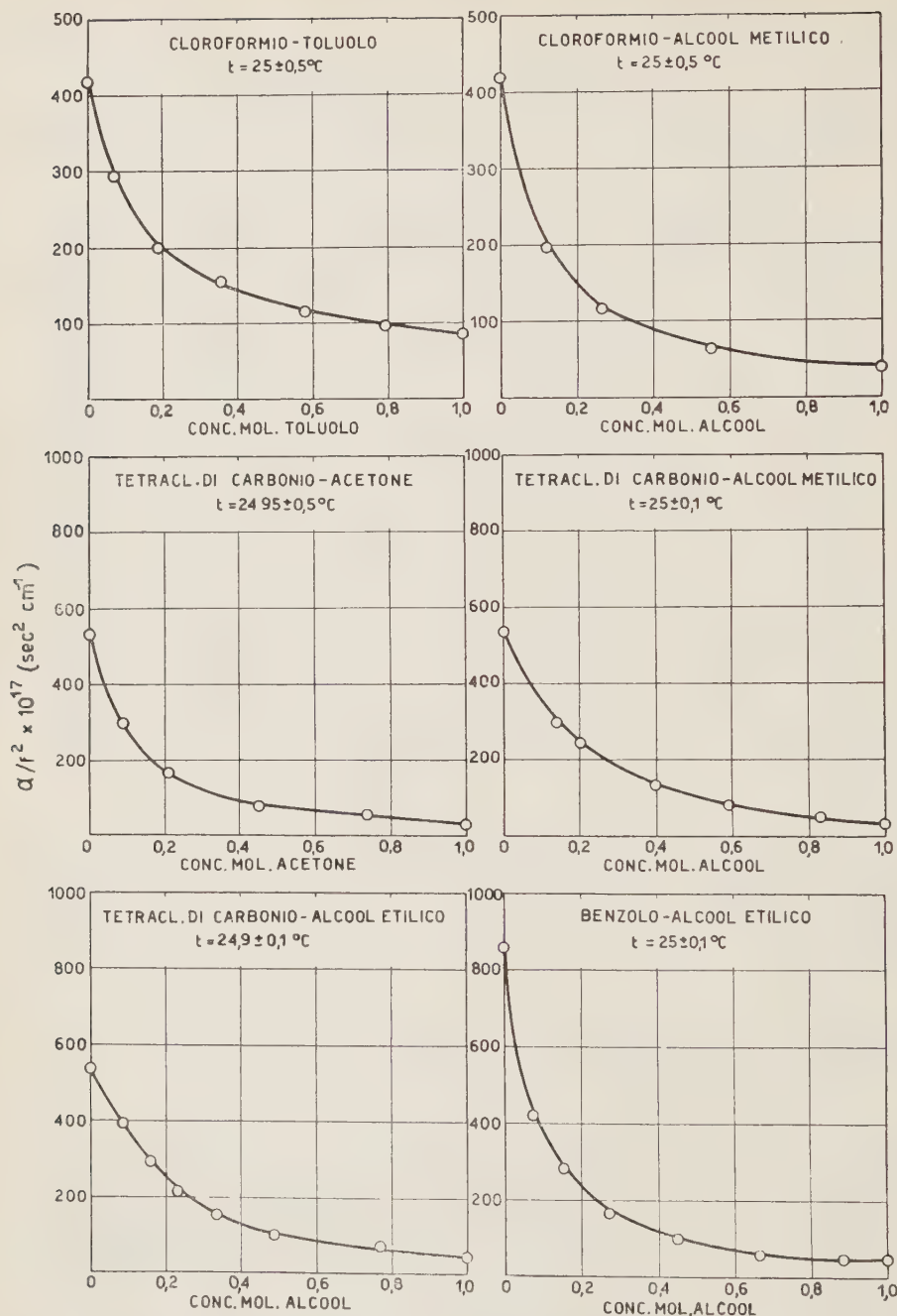


Fig. 1. - Parametro  $\alpha/f^2$  in sei mescolanze binarie formate da liquidi aventi coefficienti di assorbimento molto diversi.

non associati, tenendo conto del fatto che, quando alle molecole di un liquido non associato a forte assorbimento vengono aggiunte molecole di un liquido anch'esso non associato ma ad assorbimento notevolmente inferiore, viene facilitato il raggiungimento dell'equilibrio energetico fra i vari gradi di libertà delle molecole del primo costituente, poichè aumenta l'efficacia a tale fine degli urti fra le molecole.

La mescolanza esaminata da PINKERTON e BAUER era quella benzolo-toluolo, formata cioè da due costituenti non associati. I vari casi da noi esaminati consentono di generalizzare il risultato precedente, nel senso che qualunque sia il tipo delle molecole del liquido a basso assorbimento che viene aggiunto al composto non associato ad elevato assorbimento, la variazione del coefficiente di assorbimento con la concentrazione è essenzialmente dovuta all'aumento dell'efficacia degli urti fra le molecole nella ripartizione dell'energia fra i gradi di libertà delle molecole del liquido ad elevato assorbimento.

La fig. 2 dà i risultati sperimentali nel sistema toluolo-acetone. Il rapporto fra i coefficienti di assorbimento dei liquidi puri è circa 2,6. Non molto si può dire su questo sistema formato da due liquidi polari; la curva del coefficiente di assorbimento peraltro, pur avendo un andamento nettamente diverso da quello relativo ai sistemi precedentemente esaminati, mostra che le caratteristiche di questa mescolanza sono, per così dire, intermedie fra quelle dei sistemi già visti e quelle delle mescolanze i cui componenti non hanno coefficienti di assorbimento molto diversi fra loro e che vengono studiate in seguito.

Le medesime considerazioni che, come si è accennato, consentono di spiegare la variazione del coefficiente di assorbimento in una mescolanza di due liquidi ad assorbimento molto diverso, fanno prevedere che in un sistema formato da due liquidi non associati ad assorbimento non molto diverso, l'aggiunta di piccole quantità di uno qualsiasi dei due liquidi puri all'altro, deve produrre una riduzione del coefficiente di assorbimento della mescolanza; la curva del coefficiente di assorbimento in funzione della concentrazione deve cioè presentare un minimo.

È appunto ciò che si verifica nel sistema tetracloruro di carbonio-cloroformio (fig. 3) e nel sistema benzolo-tetracloruro di carbonio (fig. 4).

È abbastanza facile dare una maggiore generalità alla trattazione di BAUER [5] in modo da poter interpretare anche il presente caso.

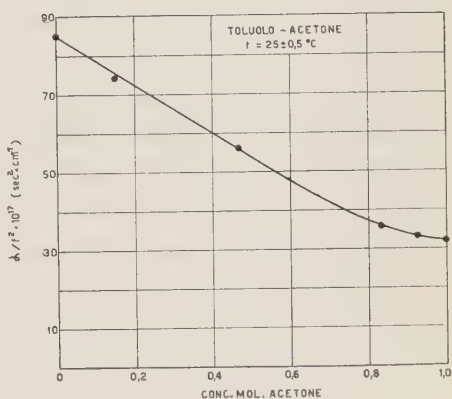


Fig. 2. - Parametro  $\alpha/f^2$  nel sistema Toluolo-Acetone.

Indichiamo con  $A$  e  $B$  le molecole non eccitate e con  $A^*$  e  $B^*$  quelle eccitate dei due liquidi. Assumeremo che sia sufficiente considerare solo urti di due molecole e che si possano trascurare gli effetti degli urti fra molecole eccitate. Supporremo inoltre che per ciascuna molecola sia permesso oltre lo stato fondamentale un unico livello eccitato.

In tali circostanze occorre prendere in considerazione solo quattro differenti tipi di urto ( $A^*A$ ), ( $B^*B$ ), ( $A^*B$ ), ( $B^*A$ ).

Introducendo con BAUER le probabilità di transizione  $k$ ,  $g$ ,  $l$ ,  $h$ , relative rispettivamente agli urti ( $AA$ ), ( $AB$ ), ( $BA$ ), ( $BB$ ) le accennate considerazioni

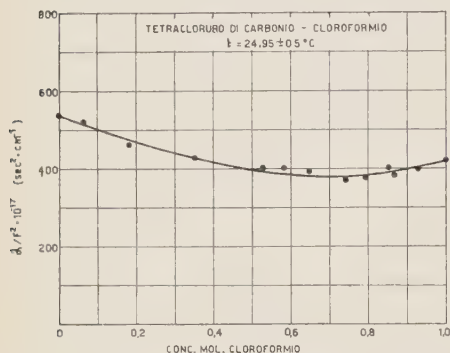


Fig. 3. - Parametro  $\alpha/f^2$  nel sistema Tetracloruro di Carbonio-Cloroformio.

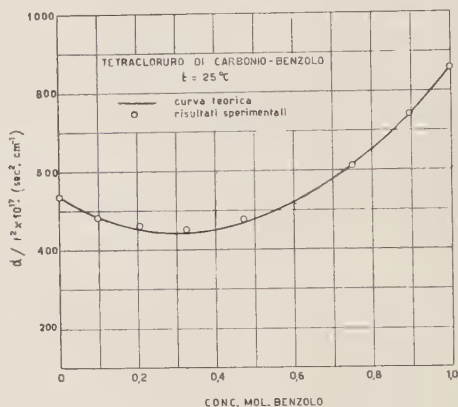


Fig. 4. - Parametro  $\alpha/f^2$  nel sistema Tetracloruro di Carbonio-Benzolo.

sulle efficienze dei vari urti nei riguardi della ripartizione della energia portano a porre le seguenti relazioni fra le probabilità di transizione:

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} zk = h, \\ g = tk = \frac{t}{z} h \\ l = uh. \end{array} \right.$$

La prima delle (1) esprime il fatto che l'urto fra due molecole dello stesso tipo ha una differente efficacia secondo che si tratti di molecole  $A$  o  $B$ . Il rapporto delle probabilità di transizione,  $z$ , può essere posto uguale al rapporto delle frequenze medie di dispersione ( $f_m$ ) delle molecole  $B$  ed  $A$ :  $z = f_m^B/f_m^A$ .

Le altre due relazioni esprimono invece il fatto che nell'urto fra due molecole di specie diversa la efficacia dell'urto nella diseccitazione della molecola eccitata è maggiore di quella che si avrebbe se la molecola eccitata urtasse una molecola del suo stesso tipo, in quanto è in genere impossibile che un quanto di energia di vibrazione passi da una molecola all'altra senza perdita di energia. I due coefficienti  $t$  ed  $u$  sono pertanto maggiori di uno ed esprimono la mag-



giore efficacia dell'urto misto nella diseccitazione delle molecole  $A^*$  e  $B^*$  rispetto a quella degli urti fra due molecole  $A$  o rispettivamente  $B$ .

La generalizzazione della teoria di Bauer, fatta introducendo i concetti illustrati conduce alla relazione finale:

$$(2) \quad \frac{\left(\frac{\alpha}{f^2}\right)_a}{\frac{\alpha_B}{f^2}} = \frac{\alpha}{\alpha_B} = (1 - da) \left[ \frac{az}{a + t(1 - a)} \frac{C_A}{C_B} + \frac{1 - a}{1 + a(u - 1)} \right],$$

ove:  $a$  è la frazione molare di  $A$ ,  $d$  è una costante che va determinata per mezzo di  $\alpha_A$ , mentre  $C_A$  e  $C_B$  sono i valori di equilibrio dei calori specifici di vibrazione delle molecole dei due liquidi  $A$  e  $B$ .

I due parametri  $t$  ed  $u$  possono essere determinati obbligando la curva di equazione (2) a passare per due punti rilevati sperimentalmente. Conviene in genere scegliere a tale scopo i valori del coefficiente di assorbimento relativi a due mescolanze molto ricche di uno e rispettivamente dell'altro costituente, poichè in esse si può con maggiore tranquillità ritenere che i fenomeni avvengano secondo lo schema descritto e che altre cause non intervengano a complicare i fenomeni di rilassamento cui è dovuto l'assorbimento.

La fig. 4 riporta i risultati ottenuti applicando questa trattazione al sistema tetracloruro di carbonio-benzolo. La linea rappresenta la (2) ed i punti sono i valori ottenuti dalla esperienza.

\* I valori impiegati per  $C_A/C_B$  e  $z = f_m^B/f_m^A$  sono rispettivamente 0,9512 e 2,85 ed i valori dedotti per  $t$  ed  $u$  sono  $t = 2,40$ ,  $u = 2,06$ .

Come si vede dalla fig. 4, v'è un accordo notevole fra la variazione teorica del coefficiente di assorbimento espressa dalla (2) ed i risultati sperimentali e ciò pare sia una conferma della esattezza delle idee poste a base della spiegazione dell'assorbimento nei liquidi non associati.

Naturalmente lo schema descritto va bene nel caso di liquidi che non interagiscono fortemente fra loro. In caso contrario la variazione del coefficiente di assorbimento con la concentrazione può presentare particolarità la cui spiegazione va ricercata nelle caratteristiche della interazione stessa.

È interessante a tale riguardo osservare le figg. 3 e 5 relative ai sistemi formati da cloroformio e rispettivamente tetracloruro di carbonio e benzolo.

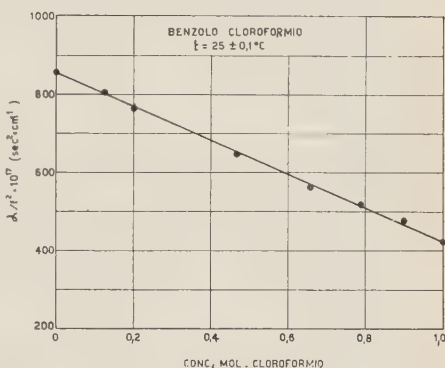


Fig. 5. - Parametro  $\alpha/f^2$  nel sistema Benzolo-Cloroformio.

Come è noto la molecola del cloroformio  $\begin{array}{c} \text{Cl} \\ | \\ \text{Cl}-\text{C}-\text{H} \\ | \\ \text{Cl} \end{array}$  possiede un dipolo C—H con l'estremo positivo H in superficie e l'estremo negativo nell'interno della molecola ed inoltre essa ha tre atomi Cl di elevata elettronegatività i quali esercitano una forte attrazione sugli elettroni e quindi hanno una azione polarizzante sul dipolo C—H. Mentre perciò l'effetto di dipolo fra le molecole di cloroformio è limitato, esso può produrre una forte induzione in molecole ad elevata polarizzabilità.

Quando al cloroformio si aggiunge tetracloruro di carbonio, le cui molecole hanno simmetria sferica, si può ritenere che non vi siano interazioni fra le molecole ed il comportamento del sistema rientra nello schema descritto: la curva del coefficiente di assorbimento presenta il minimo. Quando invece al cloroformio vengono aggiunte molecole di benzolo, note per la elevata pola-

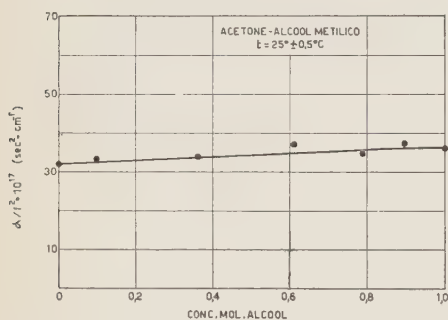


Fig. 6. — Parametro  $\alpha/f^2$  nel sistema Clorobenzolo-Toluolo.

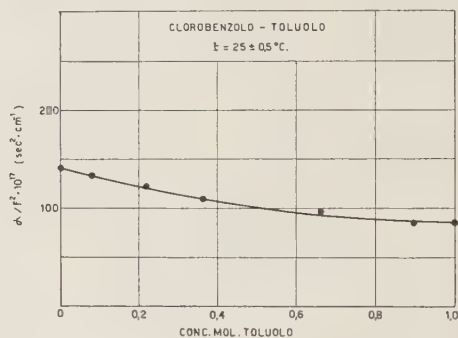


Fig. 7. — Parametro  $\alpha/f^2$  nel sistema Acetone-Alcool metilico.

rizzabilità, hanno origine elevate interazioni ed il coefficiente di assorbimento segue perciò un andamento nettamente diverso.

Anche i sistemi clorobenzolo-toluolo ed acetone-alcool metilico (figg. 6, 7) devono essere probabilmente interpretati in maniera analoga, tenendo cioè conto delle interazioni fra le diverse specie di molecole.

#### 4. — Conclusioni.

Nei sistemi costituiti da composti aventi coefficienti di assorbimento molto diversi, la variazione del coefficiente  $\alpha$  al variare della composizione della miscelanza è essenzialmente determinata dalla riduzione dell'assorbimento dovuto alle molecole del componente più assorbente a causa della maggiore efficacia degli urti fra le molecole diverse, nei riguardi della ripartizione dell'energia

fra i vari gradi di libertà interni della molecola. Tutto ciò vale qualunque sia la natura del liquido ad assorbimento minore.

Notevole interesse hanno i sistemi i cui costituenti non hanno un coefficiente di assorbimento molto diverso. Nel caso che entrambi i liquidi puri siano non associati e che non interagiscano fra loro, la curva che rappresenta il coefficiente di assorbimento in funzione della composizione, presenta un minimo e questa particolarità può essere spiegata ancora sulla base della maggiore efficacia dell'urto fra le molecole diverse nei riguardi della ripartizione dell'energia fra i vari gradi di libertà interni delle molecole. Nel caso invece che i due liquidi costituenti il sistema, pur non avendo coefficienti di assorbimento molto diversi siano associati od interagiscano fortemente fra loro, il coefficiente  $\alpha$  della mescolanza varia con la concentrazione in modo differente da quello precedentemente accennato e tale andamento deve essere spiegato tenendo conto delle interazioni che si esercitano fra le molecole e delle strutture molecolari che si vengono a determinare. Molto verosimilmente spesso in questi casi l'origine del fenomeno di rilassamento che interviene a determinare il valore del coefficiente di assorbimento non è più nell'interno delle molecole ma nell'edificio strutturale formato dalle molecole stesse.

#### BIBLIOGRAFIA

- [1] C. KITTEL: *Journ. Chem. Phys.*, **14**, 614 (1946); L. HALL: *Phys. Rev.*, **73**, 775 (1948).
- [2] D. SETTE: *Nuovo Cimento*, **7**, 55 (1950).
- [3] J. M. M. PINKERTON: *Proc. Phys. Soc.*, B, **62**, 129 (1949).
- [4] E. BAUER: *Proc. Phys. Soc.*, A, **62**, 141 (1949).
- [5] D. SETTE: Lavoro inviato al *Journ. Chem. Phys.*

## Remarques sur le calcul des temps de relaxation moléculaire.

Z. I. SLAWSKY

*Naval Ordnance Laboratory, Silver Springs, Maryland, U.S.A.*

F. W. DE WETTE et S. R. DE GROOT

*Institut de Physique théorique de l'Université - Utrecht*

Le problème du calcul des temps de relaxation moléculaire est essentiellement celui des collisions moléculaires. Les facteurs qui déterminent la nature des collisions moléculaires déterminent aussi la nature du phénomène de relaxation moléculaire.

On a trouvé expérimentalement que les temps de relaxation pour les degrés de liberté de vibration sont très différents pour les différentes molécules et que ce temps dépend donc d'une façon caractéristique des forces intermoléculaires.

Dans la mécanique quantique des collisions on envisage en général deux cas-limites: celui des collisions rapides, où l'approximation de Born est applicable, et celui des collisions lentes, qui sont considérées comme complètement élastiques. Dans le premier cas la validité de l'approximation de Born repose sur le fait que les fonctions d'onde finales ne sont pas très différentes des fonctions d'onde initiales. Une collision rapide ne change guère la fonction d'onde décrivant le mouvement interne des particules de la molécule, mais cause seulement des transitions dont on peut calculer la probabilité. La collision énergétique n'a pas non plus une grande influence sur la fonction d'onde, qui décrit le mouvement relatif des molécules, qui entrent en collision. La mécanique quantique permet de calculer la diffusion d'une molécule par une autre dans ce cas.

Pour les collisions lentes par contre il nous semble qu'on peut considérer le problème comme statique et calculer alors comment les niveaux d'énergies seront déplacés au moment de la collision, d'une façon analogue à la méthode suivant laquelle on a envisagé l'influence de molécules voisines sur une certaine molécule dans un gaz comprimé [1], [2], [3].

Pour le cas général des collisions, celui des vitesses intermédiaires, nous proposons maintenant d'introduire l'idée physique suivante. Nous séparons les



forces intermoléculaires en deux classes: premièrement des Forces de long rayon d'action, par exemple forces entre dipôles ou quadripôles et deuxièmement des forces de court rayon d'action, comme les forces de répulsion qui dépendent d'une façon exponentielle de la distance entre les molécules. La première classe de forces a pour effet de changer les forces internes dans les molécules et cause un déplacement des niveaux énergétiques. On peut calculer les nouvelles valeurs des énergies, par exemple au moyen d'une méthode de perturbation. La seconde classe de forces, les forces à rayon d'action très réduit, causent des transitions sans altérer les valeurs propres de l'énergie d'une façon sensible.

Expérimentalement cette division en forces de long et de court rayon d'action est bien établie. La recherche dans les gaz à haute pression a prouvé qu'à une forte densité les forces de long rayon d'action, exercées par les particules voisines sur une molécule, modifient sa structure et déplacent les niveaux d'énergie. Cela se montre par des phénomènes d'ordre thermodynamique et optique. Tout récemment on a trouvé que certaines vibrations intramoléculaires inactives devenaient actives quand la matière était mise en condition de haute densité, ce qui prouve que la configuration électronique de la molécule était polarisée par les particules voisines. D'un autre côté on sait que les forces à rayon d'action réduite causent pendant une collision moléculaire des transitions correspondant à des raies spectrales qui ont la même longueur d'onde que celles qu'émet la molécule isolée. Ici les niveaux ne sont donc pas déplacés, mais des transitions sont provoquées: c'est le cas que traite l'approximation de Born.

Pour développer le schéma mathématique de la théorie décrite nous avons utilisé une méthode qui est analogue à une combinaison de celle des «états stationnaires perturbés» et celle des «distorted waves» de MOTT et MASSEY [4].

Dans la première partie de la théorie nous commençons par écrire les équations de Schrödinger de deux molécules biatomiques  $a$  et  $b$ , qui seront considérées comme oscillateurs harmoniques

$$(1) \quad \{ H_a(x_a) - E_a \} \psi_a(x_a) = 0,$$

$$(2) \quad \{ H_b(x_b) - E_b \} \psi_b(x_b) = 0,$$

où  $H_a$  et  $H_b$  sont les hamiltoniens qui comprennent l'opérateur de l'énergie cinétique interne et l'énergie potentielle d'une force quasi-élastique.  $E_a$  et  $E_b$  sont les valeurs propres de l'énergie;  $x_a$  et  $x_b$  les coordonnées internes et  $\psi_a$  et  $\psi_b$  les fonctions d'onde non-perturbées. Maintenant nous introduisons l'énergie potentielle  $V^l$  des forces à long rayon d'action entre les molécules  $a$  et  $b$ . Cette énergie potentielle est une fonction des coordonnées internes  $x_a$  et  $x_b$  et de la distance  $X$  entre les deux molécules. Alors l'équation de Schrödinger pour le système total est

$$(3) \quad \{ H_a + H_b + V^l - \varepsilon(X) \} \chi(x_a, x_b, X) = 0,$$



où  $\varepsilon$  est la valeur propre et  $\chi$  la fonction d'onde. Cette équation peut être résolue au moyen des méthodes du calcul de perturbation. Nous avons étudié spécialement le cas d'interaction  $V^i$  de deux dipôles, qui est particulièrement important pour la relaxation moléculaire. On trouve que les niveaux d'énergie ne sont pratiquement pas déplacés pendant une collision, mais que la fonction d'onde est modifiée d'une façon sensible. Ce résultat nous servira dans la suite. Nous avons donc trouvé la solution du problème stationnaire (3), qui décrit la rencontre « adiabatique » des deux molécules.

Il faut maintenant, dans la deuxième partie de la théorie, envisager la collision proprement dite, c'est-à-dire l'influence des forces de court rayon d'action, dont l'énergie potentielle est  $V^c(x_a, x_b, X)$ . Nous prenons une expression exponentielle pour ce potentiel des forces de répulsion. La grandeur des constantes dans cette expression est tirée des résultats sur l'interaction moléculaire que fournit le second coefficient du viriel, déduit de la compressibilité mesurée. L'équation de Schrödinger pour le système total, décrivant la collision est

$$(4) \quad \left( H_a + H_b + V^i + V^c - \frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial X^2} - E \right) \Psi = \sigma,$$

où le cinquième terme est l'opérateur de l'énergie cinétique relative des deux molécules ( $M$  est la masse réduite) et où  $E$  est l'énergie totale. Le point nouveau de la présente théorie est que le quatrième et le cinquième terme ensemble sont considérés comme la cause des transitions. La fonction d'onde du système total est développée en série à l'aide des fonction  $\chi_n$  de (3)

$$(5) \quad \Psi(x_a, x_b, X) = \sum_n \chi_n(x_a, x_b, X) F_n(X).$$

Les coefficients  $F_n$  sont appelés les fonctions d'onde de collision. Suivant le procédé habituel nous substituons (5) dans (4) et en utilisant (3) nous trouvons des équations pour  $F_0, F_1, F_2$ , etc.. Les coefficients  $F_n$  fournissent aussi les probabilités de transition et donc le temps de relaxation moléculaire de façon bien connue.

Revenons finalement sur les forces de long rayon d'action, décrites par l'énergie potentielle  $V^i$ . Nous avons vu plus haut que ces forces ne donnaient pas de déplacement des énergies  $\varepsilon$ , mais avaient bien une influence sensible sur les fonctions d'onde  $\chi_n$ . Les coefficients  $F_n$  dépendent d'éléments de matrice, comprenant les fonctions  $\chi_n$ . On voit que les forces de long rayon d'action, comme les forces entre dipôles, entrent en ligne de compte par l'intermédiaire des fonction  $\chi_n$  et  $F_n$  et peuvent donc avoir une influence caractéristique sur le temps de relaxation, comme on le constate aussi expérimentalement.

Comme conclusion nous pouvons dire que la séparation des forces intermoléculaires en deux classes: d'une part forces de long rayon d'action, traitées

dans un problème d'ordre stationnaire, et d'autre part forces de court rayon d'action, causant des transitions, nous semble une base appropriée pour le développement d'une théorie de la relaxation moléculaire.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. MICHELS, J. DE BOER et A. BIJL: *Physica*, **4**, 981 (1937).
- [2] A. SOMMERFELD et H. WELKER: *Ann. der Phys.*, **32**, 56 (1938).
- [3] S. R. DE GROOT et C. A. TEN SELDAM: *Physica*, **12**, 669 (1946).
- [4] N. F. MOTT et H. S. W. MASSEY: *The Theory of atomic collisions*, 3<sup>e</sup> édition, Oxford.

# A Contribution on the Velocity of Longitudinal Elastic Vibrations in Cylindrical Rods, and on the Relationship between Young's Modulus and Temperature for Aluminium.

E. G. STANFORD

*Aluminium Laboratories Limited - Banbury, England*

During the last war, when we, at Aluminium Laboratories Limited, were working on the application of ultrasonics to the detection of defects in materials, we realized that much important information concerning the properties of aluminium and aluminium alloys could be gained by extending our investigations to include measurements of elastic co-efficients and studies of the relationships between these co-efficients and temperature.

We began by studying the theoretical work of POCHHAMMER [1], CHREE [2] and LOVE [3]. By use of the POCHHAMMER frequency equation we plotted the curves shown in Fig. 1, which illustrate the relationship obtained from the theory between velocity of propagation and frequency for longitudinal elastic vibrations in an isotropic cylinder of aluminium.

In Fig. 1,  $V/V_1$  is plotted as a function of « $aN$ », where  $V$  is the velocity of propagation,  $V_1$  is the velocity corresponding to

$$\sqrt{\frac{\text{Yong's Modulus } (E)}{\text{Density of Material } (\rho)}}$$

« $a$ » is the radius of the

cylinder and  $N$  is the frequency of vibration. The choice of these co-ordinates is convenient and is permitted by the theory. The boundary lines  $B_1B_2$

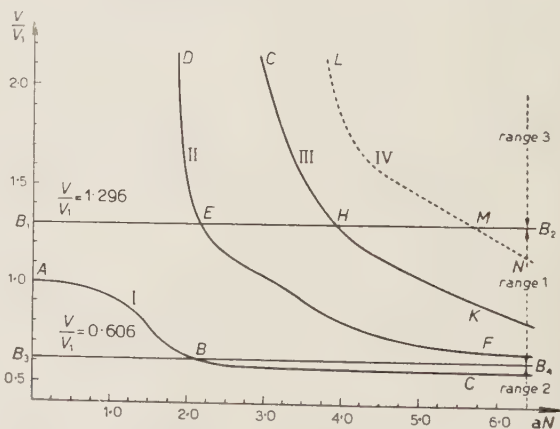


Fig. 1. - Relationship between velocity of propagation and frequency of longitudinal elastic vibrations in a cylinder of isotropic material of given radius.

and  $B_3B_4$  in Fig. 1 represent the velocity of propagation of dilatational waves an distortional waves respectively. Curve 1 represents the variation of what might be called the « principal velocity » with frequency in a cylinder of given radius; at low values of frequency this velocity is equal to  $V_1$  and, as the frequency increases, it decreases in accordance with Curve 1 to approach a velocity below that of distortional waves; this limiting velocity turns out to be that of surface waves (Rayleigh Waves). If the theoretical variation in displacement over the cross-section of the cylinder is plotted for various values

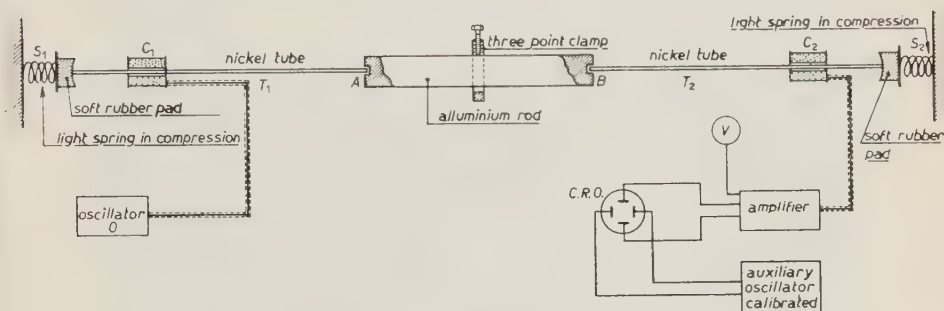


Fig. 2. — Schematic diagram of apparatus.

of frequency, it is found (see BANCROFT [4] and DAVIES [5]) that for large values of frequency most of the displacement takes place at the cylindrical surface, which fact accounts for the limiting value of the principal velocity as  $N$  becomes large.

The curves II, III, IV in Fig. 1 are difficult to explain on a physical basis. They form the initial curves of an infinite series of such curves, all of which go off to  $V/V_1 = \infty$  in the region  $D$ ,  $G$ , and  $L$ , and all of which tend to a value of  $V/V_1$ , corresponding to the velocity of distortional waves as  $N \rightarrow \infty$ . As  $N$  becomes large these curves intersect the boundary line  $B_1B_2$  at points which tend to become equally spaced apart. The most satisfactory explanation of the physical nature of modes of vibration characterised by the curves II, III etc. seems to be that put forward by COOPER [6], in which he regarded the problem as analogous to that of the electromagnetic wave guide and he explained the existence of velocities greater than the dilatational velocity in terms of wave-fronts travelling obliquely to the axis of the cylinder.

In the experimental investigation of the velocity/frequency relationship, the product «  $aN$  », in Fig. 1, may be varied by using a single cylindrical rod and a very wide range of frequency, or, alternatively, by using a limited frequency range and a number of cylindrical rods of different diameters. At Aluminium Laboratories we chose the latter scheme; we worked in the frequency range 5-50 kHz with rods of various diameters from 1/2 inch to 12 inches.

Our method of measurement was that of determining the natural modes of vibration of rods 10 inches and 20 inches long and calculating the velocity from the relationship:

$$V = \frac{2LN}{\beta}$$

where  $L$  is the length of the rod and  $\beta$  is an integer corresponding to the particular mode of vibration under observation.

A schematic diagram of our apparatus is shown in Fig. 2 and the layout of this apparatus is shown in Figs. 3, 4 and 5. The method of mounting the

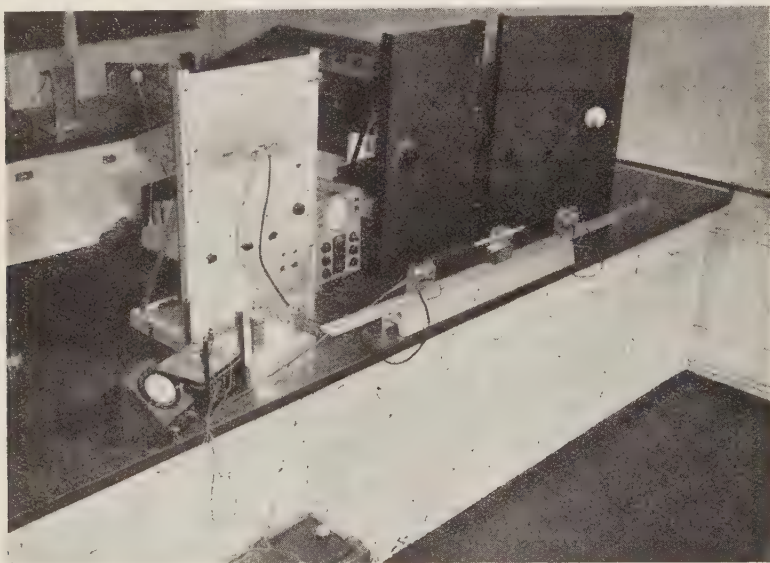


Fig. 3. - Layout of apparatus using 1/2 inch diameter rod.

rod under test was dependent upon its size. In the case of rods up to one inch diameter, each rod was clamped in a horizontal position by means of a three screw clamp located at its centre (see fig. 3). In the case of larger rods up to six inches in diameter, each rod was balanced at its centre in a narrow Vee-groove (see Fig. 4). In the case of rods nine inches to twelve inches in diameter, each rod was laid on the bed of the apparatus and no attempt was made to mount it at its centre (see Fig. 5).

The rod under examination was driven into longitudinal vibration by means of the fine nickel tube  $T_1$  (Fig. 2); the tube  $T_1$  and the coil  $C_1$  formed an electro-mechanical transducer, the frequency of vibration of which was controlled by a calibrated variable frequency oscillator  $O$  (Fig. 2). The pick-up system was similar to the driving system, the nickel tube  $T_2$  and the coil  $C_2$



formed a mechanico-electrical transducer. The tubes  $T_1$  and  $T_2$  were of internal and external diameters 0.035 inch and 0.045 inch respectively they;

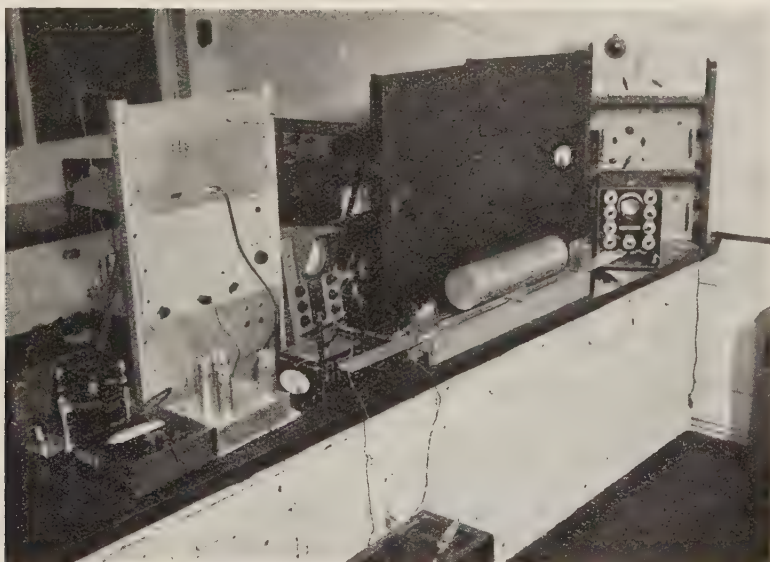


Fig. 4. - Layout of apparatus using 5 inch diameter rod.

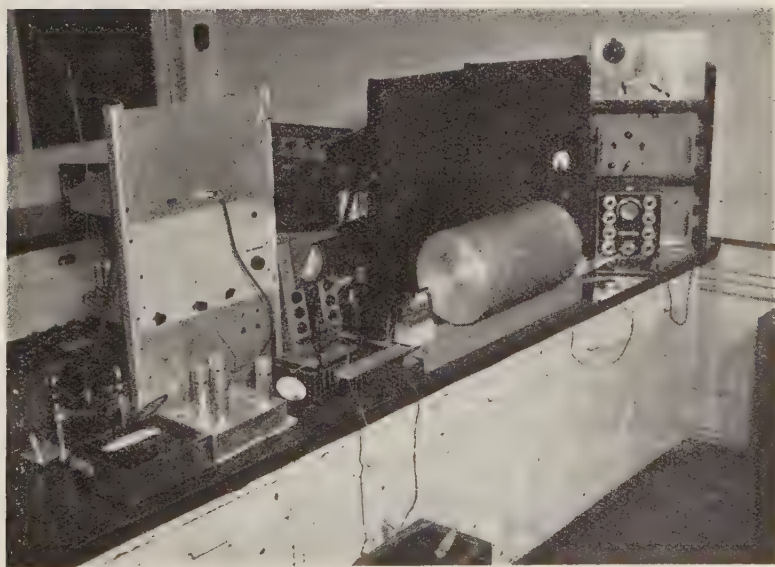


Fig. 5. - Layout of apparatus using 12 inch diameter rod.

were made to bear into small holes 0.040 inch deep at the ends of the aluminium rods by means of the springs and soft rubber pads  $S_1$  and  $S_2$ .

In adopting this method of measurement, we feared that the nickel tubes would load the aluminium rod system, and that the resonant frequencies observed would be characteristic of the total system and not of the natural modes of the aluminium rods. We made trials, using nickel tubes of various lengths up to 12 inches, at the fundamental and higher modes of vibration, and we found that, except in the case of aluminium rods of 1/2 inch diameter, the mass of the nickel tubes was so small compared with the mass of the aluminium rods that no loading could be detected.

The voltage generated in the coil  $C_2$  was observed on a meter in the output of a detector amplifier and the natural modes of vibration of the aluminium rods were observed from the sharp peaks indicated by the detector meter

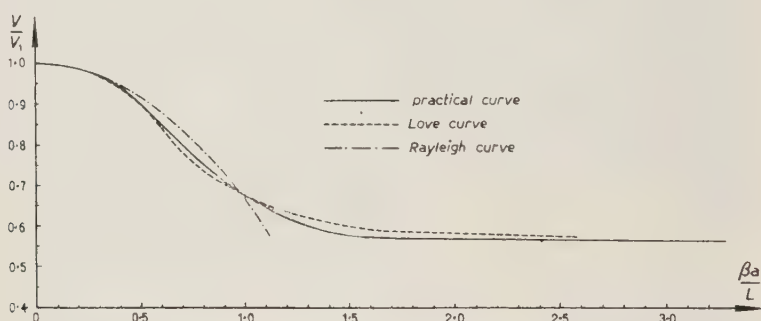


Fig. 6. The relationship between  $V/V_1$  and  $\beta a/L$  obtained from measurements taken on all rods.

and identified by means of Lissajous figures, produced with the aid of an auxiliary oscillator, on the screen of a cathode-ray tube.

The results obtained are shown in Fig. 6. Here  $V/V_1$  is plotted against  $\beta a/L$  and, since  $N$  can be expressed in terms of  $\beta a/L$ , appropriate adjustment of the scale of the abscissa yields a relationship between  $V/V_1$  and  $aN$ . In the same figure are plotted the theoretical curves for the principal velocity derived from the equations of LOVE [3] and RAYLEIGH [7]. It is seen that we obtained quite good agreement between the results of theory and experiment. In carrying out the measurements, we found that for values of  $\beta a/L < 1.4$  a single resonance was indicated on the detector meter in the region of each of the modes of the aluminium rods; for values of  $\beta a/L > 1.4$ , however, a group of resonances was indicated in the region of each of the modes. The choice of the appropriate resonance corresponding to the principal velocity, from each of the groups, presented us with some difficulty until, by searching the whole area of the ends of the aluminium rods with

the pick-up system, we found that the largest indication was given by the one resonance in each group which appeared with the pick-up system located near the circumference of the ends of the aluminium rods; using the frequency corresponding to this resonance for the calculation of the velocity gave us the points plotted in Fig. 6 in the region  $\beta a/L > 1.4$ . We feel that the other resonances in each group may well be associated with the Curves II, III etc., in Fig. 1. They make their appearance in the region  $\beta a/L = 1.4$  which is precisely the region where velocities associated with Curve II (Fig. 1) would be expected to become evident. In order to identify a resonance (i.e. to de-

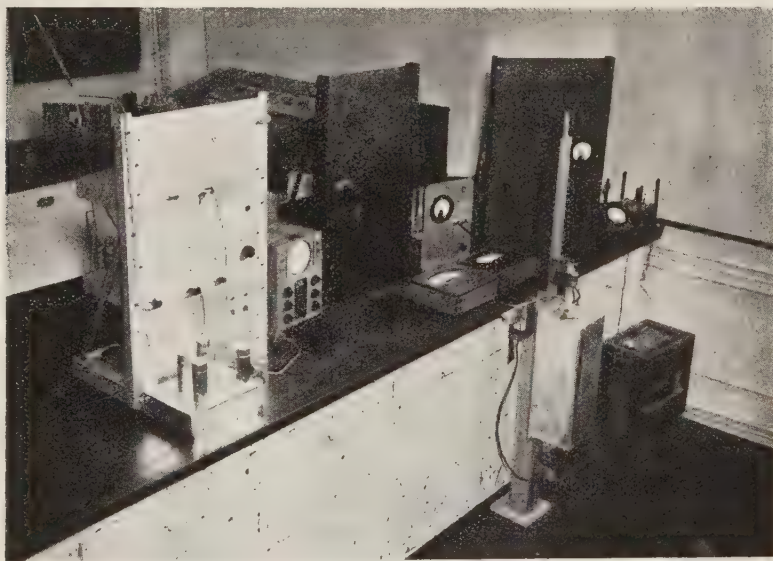


Fig. 7. — Layout of equipment for elevated temperature measurements.

termine the value of  $\beta$ ) our method of measurement demands a reference mode of vibration (usually the fundamental), in the case of the modes associated with Curves II, III etc. (Fig. 1) no such reference mode was available.

Following the investigation of the velocity/frequency relationship, we used the same apparatus for studying the variation with temperature of Young's Modulus for super purity aluminium (99.992%). In this work we arranged the equipment such that extruded rod specimens 10 inches long and 1.0 inch diameter could be mounted in turn with their axes vertical. A furnace enclosed the rod assembly and the nickel tubes extended through the top and bottom of the furnace, thus enabling the location of the driver and pick-up coils ( $C_1$  and  $C_2$ , Fig. 2) to be fixed outside the furnace (see Fig. 7).

The procedure adopted in the measurements was that of heating the specimen at 2 °C per minute to a temperature of approximately 600 °C, allowing



the specimen to stand at temperature in the furnace overnight, cooling it down the following day at 2 °C per minute and, finally, heating it a second time to the melting point. During these operations the value of Young's Modulus was determined every 10 minutes from observations of the frequency of the fundamental mode of vibration of the rod specimen.

The results we obtained are shown in Fig. 8. Starting with a rod specimen in the «as extruded» condition, Curve I shows the observed variation in

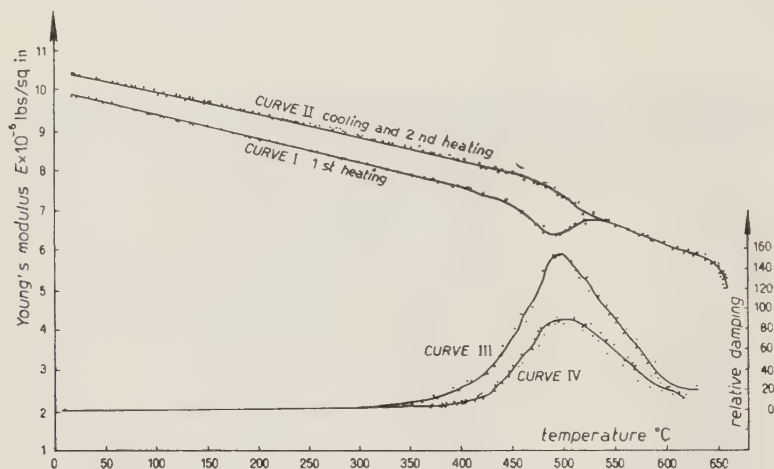


Fig. 8. — Young's Modulus and temperature for super purity aluminium (99.992%)

Young's Modulus with temperature during the initial heating operation. Curve II shows the variation observed during the cooling and second heating operations. The outstanding features of these curves are: 1) the dip which occurs in Curve I in the region of 500 °C, 2) the gap between Curves I and II and 3) the form of Curve II between 400 °C and 600 °C. Before testing, the extruded rods had been given a small stretch (about 1/2 %) in order to straighten them, and we concluded, therefore, that the dip in Curve I was caused by the occurrence of recrystallisation. The gap between Curves I and II was explained by etching cross-sections of the rods and observing the orientation of the grain by means of the etch pits produced in a manner described by LACOMBE and BEAUJARD [8]; these observations showed that the rods in the «as extruded» condition exhibited a marked preferred orientation with the [100] crystallographic direction parallel to the rod axis; after the initial heating operation, a new preferred orientation was observed with the [111] crystallographic direction parallel to the rod axis; since the modulus of aluminium crystals varies between  $9.1 \cdot 10^6$  lbs per square inch in the [100] direction and  $10.9 \cdot 10^6$  lbs per square inch in the [111] direction [9], the reason for the gap follows immediately. We attributed the shape of Curve II

in the region 400 °C to 600 °C to a transition from the unrelaxed modulus to the relaxed modulus in a manner described by ZENER [10] and KÊ [11].

While carrying out these experiments we found that although the nature of the apparatus rendered it unsuitable for the measurement of intrinsic damping capacity, an indication of the variation in damping could be obtained from observation of «relative damping». (i.e. the ratio of the  $Q^{-1}$  values of the vibrating system at a given temperature to the  $Q^{-1}$  value at room temperature; the  $Q^{-1}$  values were determined from the readings of the detector

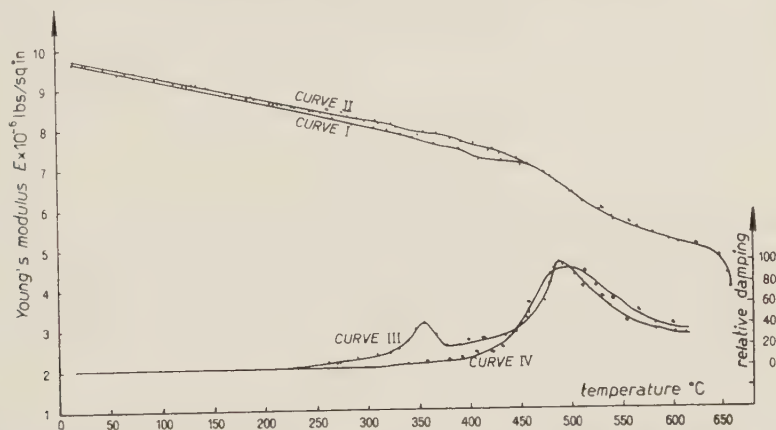


Fig. 9. — Young's Modulus and temperature for super purity aluminium (99.992%), strained 10%.

meter and the frequency). Curve III, Fig. 8, shows the relative damping observed during the initial heating operation, and Curve IV shows that observed during the cooling and second heating operations. We drew the conclusion that the increase in damping shown by Curve IV was associated with the mechanism described by KÊ [11] and that the higher value of damping shown by Curve III was due to the additional effect of recrystallisation.

In order to check our explanation of the occurrence of the dip in Curve I (Fig. 8) we strained a rod, in the «as extruded» condition, before beginning our measurements; we then repeated our experiment and the results we obtained are shown in Fig. 9. Here the rod was strained in tension by 10% elongational strain and it is seen that the dip in Curve I (Fig. 8) altered in character and moved to a lower region of temperature in Curve I of Fig. 9. In this case, etch-pit examination showed very little change in the preferred orientation of the specimen after the initial heating operation and, although the reduction in the gap between Curves I and II (Fig. 9) confirms this observation, we do not yet know why the 10% initial strain should modify the final



orientation of the grain in this manner during recrystallization. The form of Curve II, Fig. 9, is similar to that of Curve II, Fig. 8, and the relative damping curves in Fig. 9 (Curves III and IV) show clearly the separation of the increase in damping due to recrystallisation and that due to the Kê mechanism.

This work is being extended at the present time to the examination of commercially pure aluminium and to the examination of aluminium alloys which are of commercial interest. We feel that a detailed investigation of the results obtained from these examinations will yield valuable information concerning such phenomena as recrystallisation, precipitation hardening and solid solution.

#### REFERENCES

- [1] J. POCHHAMMER: *Journ. f. Math.*, Crelle **81**, 324-336 (1876).
- [2] C. CHREE: *Quart. Journ. Math.*, **21** (1886).
- [3] E. LOVE: *Mathematical theory of elasticity*, 4th ed. (Dover Publications, New York, 1944), p. 289.
- [4] D. BANCROFT: *Phys. Rev.*, **59**, 588 (1941).
- [5] R. M. DAVIES: *Phil Trans.*, **240**, 375 (1948).
- [6] J. L. B. COOPER: *Phil. Mag.*, **38**, No. 276; 1 (1947).
- [7] LORD RAYLEIGH: *Theory of Sound*, **1**, 252 (Macmillan, London, 1937).
- [8] P. LACOMBE and L. BEAUJARD: *Journ. Inst. Met.*, **74**, 1 (1947).
- [9] E. SCHMID and W. BOAS: *Kristallplastizität* (Springer, Berlin, 1935).
- [10] C. M. ZENER: *Elasticity and anelasticity of Metals* (Univ. Chicago Press, Chicago, 1948).
- [11] T'ING-SUI KÊ: *Phys. Rev.*, **72**, 41 (1947).

## The use of a High-stability Magnetostriction oscillator to investigate the Amplitude Absorption of Plane Sound Waves in Narrow Glass and Metal Tubes.

D. E. WESTON

*Physics Department, Imperial College - London*

The attenuation coefficient ( $m'$ ) for plane sound waves in narrow tubes has been measured for tube radii of 0.13 cm and less. An acoustic interferometer method was employed dependent upon the reaction of an air column of variable length upon a self-excited magnetostriction oscillator. The vibrating element is a high- $Q$  monel metal cylinder held at the centre in the type of mounting due to KNIGHT (\*) with « driving » and « pick-up » coils placed over opposite ends of the bar. An alternating e.m.f. is induced in the pick-up coil when the rod is in oscillation, and this e.m.f. is fed into a two-stage tuned-anode amplifier the output from which is applied to the driving coil. The voltage amplitude in the latter coil is maintained constant to a first order by means of an automatic gain-control circuit. The e.m.f. developed in the pick-up coil is also applied, via a negative feed-back amplifier and after rectification, to a microammeter. In normal use the « standing » current through this instrument is almost completely blocked out by means of a « backing » circuit. The arrangement which has been briefly described ensures that there is a strictly defined relationship between the ammeter reading and the damping of the rod.

A half-wavelength brass tube (see KNIGHT) was employed to couple the rod oscillator with the interferometer tube, and the reflecting surface in the latter was provided by a closely fitting metal piston or in the very narrow tubes by an adjustable mercury column. The whole apparatus was enclosed in a box in which the air temperature was controlled thermostatically.

The experimental observations closely supported the law that the decay of amplitude with distance ( $l$ ) was proportional to  $\exp[-2m'l]$ ; hence, by observing the positions of the piston for maximum reaction, and the maximum

---

(\*) See p. 392 of this issue.

and minimum microammeter readings as the air column is varied, both the wave-length and  $m'$  may be determined. The attenuation theory was initially developed by KIRCHHOFF [1] who assumed that viscous and thermal conduction losses occurred within a thin layer of gas at the walls of the tube, the thickness being very small compared with the tube radius. Following Rayleigh's [2] notation the attenuation coefficient

$$m' = \frac{\gamma'}{ra} \sqrt{\frac{n}{2}}, \quad \text{and the velocity} = a \left\{ 1 - \frac{\gamma'}{r\sqrt{2n}} \right\},$$

where

$$\gamma' = \sqrt{\mu} + \left( \frac{a}{b} - \frac{b}{a} \right) \sqrt{\nu},$$

$n$  = pulsatance,

$r$  = radius of tube,

$a$  = Laplacian adiabatic velocity of sound,

$b$  = Newtonian isothermal velocity of sound,

$\mu$  = kinematic viscosity,

$\nu$  = thermometric conductivity.

HENRY [3], in reviewing the above theory considers two further effects (which are applicable to the small amplitudes employed in the author's experiments) viz. (i) a raising of the absorption by large irregularities or undulations in the inner wall and (ii) the effect of temperature jump at the wall-boundary. The substitution of numerical values in Henry's formulae which take into account the temperature jump, gives 0.4% decrease in the absorption and 1.2% decrease in the velocity change, at 10067 Hz. Inspection of Henry's analysis, however, revealed an error in an algebraic transformation, and the above figures after correction become zero and 0.8% respectively. It would thus appear that the temperature jump has only a third order effect on the absorption coefficient.

Reverting to Kirchhoff's theory, it will be remembered that the gas layer at the walls in which the losses occur was assumed very thin compared with the tube radius; expressed mathematically the condition is  $r\sqrt{n/\mu} \gg 1$ . This condition is valid for the larger tubes used in these experiments but not for the smaller diameters, and the author has worked out the second and third order corrections arising from this cause.

The corrected expressions are

$$\text{attenuation} \quad m' = \frac{\gamma'}{ra} \sqrt{\frac{n}{2}} \left( 1 + \frac{\gamma''}{r\gamma'} \sqrt{\frac{2}{n}} + \frac{\gamma'''}{\gamma' r^2 n} \right)$$

$$\text{velocity} \quad = a \left\{ 1 - \frac{\gamma'}{r\sqrt{2n}} \left( 1 - \frac{\gamma'}{r\sqrt{2n}} + \frac{1}{r^2 n} \left[ \frac{\gamma'^2}{2} - \frac{\gamma'''}{\gamma'} \right] \right) \right\},$$

where 
$$\gamma'' = \left\{ -\frac{\mu}{2} - \left( \frac{a}{b} - \frac{b}{a} \right) \frac{b}{2a} + 2\sqrt{\mu}\gamma' - \frac{\gamma'^2}{2} \right\}$$

and 
$$\gamma''' = \left\{ \left( -\frac{\mu}{2} - \left[ \frac{a}{b} - \frac{b}{a} \right] \frac{b}{2a} + \right) (2\sqrt{\mu} + \gamma') + 3\mu\gamma' + \right. \\ \left. + \frac{\gamma'^3}{2} - \frac{\sqrt{\mu^3}}{8} - \left( \frac{a}{b} - \frac{b}{a} \right) \frac{\sqrt{\nu^3}}{8} \cdot \frac{b^2}{a^2} \right\}.$$

At 20 °C and normal pressure of 76 cm of mercury,

$$\gamma' = 0.576 \text{ c.g.s.}, \quad \gamma'' = 0.162 \text{ c.g.s.} \quad \text{and} \quad \gamma''' = 0.179 \text{ c.g.s.}$$

Inserting the latest accepted values for the various physical quantities in Kirchhoff's formula leads to the following expression for the attenuation constant in air at a temperature 0 °C and pressure ( $p$ ) in cm of mercury

$$m_{\theta, P} = 2.96 \cdot 10^{-5} \frac{f^{1/2}}{r} \cdot \sqrt{\frac{76}{p}} \cdot (1 + 1.4 \times 10^{-3} [\theta - 20]) \text{ cm}^{-1},$$

where  $f$  is the frequency of the waves and  $r$  is the tube radius.

### Experimental Results.

Observations have been made with glass, stainless steel and monel metal tubes and the results are given below in tabular form, corrected to 20 °C and 76 cm of mercury. In most cases the error in the absorption measurements is less than  $\pm 1\%$ . The experimental values of absorption (see Figure) all lie above that predicted by the modified Kirchhoff's expression i.e.  $m'_{exp}/m'_K > 1$  where  $m_{exp}$  and  $m'_K$  refer to the experimental and Kirchhoff's coefficients respectively.

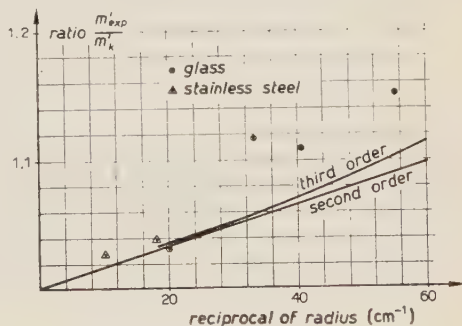


Fig. 1.

The discrepancy with the monel tubes is seen to be particularly large but an inspection of the interior walls revealed the presence of furrows which effectively raises the ratio of the perimeter to cross-sectional area of the tubes and so also increases the absorption. The absorption of the largest bore glass tube (not plotted on graph) is also very high and an inspection of this tube also showed it possessed a very irregular internal surface.

## Results, at 10067 Hz.

Tube Material	Internal Radius cms	$m'_{\text{exp}}$ (cm <sup>-1</sup> )	$m'_K$ (cm <sup>-1</sup> )	Ratio	Reciprocal of Radius (cm <sup>-1</sup> )
Glass	.0753	.04348	.03948	1.102	13.3
	.0498	.06153	.05952	1.031	20.1
	.0304	.1089	.09782	1.116	32.9
	.0248	.1325	.1198	1.107	40.3
	.0182	.1835	.1595	1.150	55.0
Stainless Steel	.1008	.03032	.02952	1.027	9.9
	.0560	.05510	.05311	1.037	17.9
Monel Metal	.1310	.0267	.0227	1.18	7.6
	.0243	.167	.122	1.37	41.2

The results obtained by other workers on sound absorption in tubes showed divergence. BERANEK [4] quotes as the means of several observers using wide tubes,  $m' = 3.30 \cdot 10^{-5} \cdot \sqrt{f}/r$  cm<sup>-1</sup>, i.e. approximately 11 % greater than the Kirchhoff value. The results of MAY [5] working with narrow tubes show a wide scatter, but a recalculation shows that they are in general agreement with the values deduced from the Kirchhoff formula.

The author's values are seen to be consistent with Kirchhoff's law being valid, when the second order correction is negligible.

## REFERENCES

- [1] G. KIRCHHOFF: *Ann. der Phys.*, **134**, 177 (1868).
- [2] LORD RAYLEIGH: *Theory of Sound*, **2**, 323 (second edition, 1896).
- [3] N. R. P. S. H. HENRY: *Proc. Phys. Soc.*, **43**, 340-361 (1931).
- [4] L. L. BERANEK: *Acoustic Measurements*, (1950).
- [5] J. MAY: *Proc. Phys. Soc.*, **50**, 553 (1938); **59**, 33 (1947).



### III

## APPLICAZIONE DEGLI ULTRASUONI ALLA TECNICA

I. BARDUCCI

A. BARONE e M. NUOVO

R. V. BAUD e E. BEUSCH

F. CANAC

P. GROGNOT e R. LEHMANN

G. A. HOMES e I. H. OTS

J. J. KNIGHT

I. H. OTS

E. PAOLINI

E. SKUDRZYK

W. SPECHT

E. G. STANFORD



## Esame ultrasonoro di leghe metalliche.

I. BARDUCCI

*Istituto Nazionale di Ultracustica « O. M. Corbino » - Roma*

### 1. — Premessa.

La misura delle proprietà elastiche e della dissipazione interna di energia elastica con i metodi dinamici si è dimostrata un mezzo assai efficace per lo studio delle leghe, come dei metalli puri. In particolare la dissipazione interna — misurata, ad esempio mediante il decremento logaritmico delle vibrazioni smorzate — si è rivelata un parametro particolarmente sensibile alle variazioni, anche piccole, sia della costituzione chimica, sia della struttura cristallina della lega. Per fare un esempio, su cinque campioni di acciai al Ni (con tenore di Ni compreso fra il 2,58 ed il 4,33 %) aventi composizioni chimiche diverse, mentre sulla densità, sul modulo di Young, sul modulo tangenziale e sul coefficiente di Poisson sono state riscontrate variazioni, da un campione all'altro, dell'ordine del 4 o 5 %, per il decremento le variazioni sono state di oltre il 200 % (CABARAT) [6].

Secondo misure eseguite all'Istituto di Ultracustica (e riferite in altra comunicazione da P. G. BORDONI e M. NUOVO) <sup>(1)</sup> l'aggiunta dell'1 % di Pb allo Sn tecnicamente puro ha fatto aumentare il decremento alla temperatura di 200 °C da  $4 \cdot 10^{-3}$  a  $10 \cdot 10^{-3}$ , cioè in un rapporto 1/3,75. La misura del decremento è perciò un mezzo efficace per rilevare l'influenza anche di piccole impurità e per misurarne gli effetti con precisione.

Non è il caso poi di insistere sui vantaggi, ben noti, dei metodi dinamici per la misura dei parametri elastici; vantaggi che consistono, oltre, che in una precisione assai maggiore rispetto ai metodi statici e nella possibilità di eseguire le misure su un vasto campo di frequenze e di temperature, anche nel fatto che i metodi suddetti sottopongono il materiale a sollecitazioni assai piccole. Ciò vale in modo speciale quando si eccitano le vibrazioni per via elettrostatica, (come ad esempio negli apparati adoperati all'Istituto di Ultracu-

---

<sup>(1)</sup> P. G. BORDONI: *Assorbimento delle onde elastiche nello Stagno e nelle leghe Stagno-Piombo* (dal Convegno Internazionale di Ultracustica, Roma, 14-17 giugno (1950)).

stica <sup>(2)</sup>; e si deve osservare in proposito che la possibilità di operare con sollecitazioni piccolissime può essere di grande vantaggio anche nella misura della dissipazione interna, quando si voglia determinare appunto la sola dissipazione dovuta alle cause che agiscono indipendentemente dall'ampiezza di vibrazione e rendersi indipendenti da quelle che danno luogo a decrementi funzioni dell'ampiezza (infatti con i metodi elettrostatici si trovano decrementi indipendenti dall'ampiezza).

Ci si propone di richiamare appunto alcuni fra i risultati più caratteristici, scelti specialmente fra i più recenti, che sono stati ottenuti con i metodi elettroacustici nello studio delle leghe metalliche indicando eventualmente ulteriori possibili sviluppi.

## 2. - Cause di dissipazione comuni alle leghe e ai metalli puri.

Si osserva, in primo luogo, che le tre cause principali di dissipazione interna nei metalli puri <sup>(3)</sup>, e cioè effetto termoelastico (ZENER) [19], viscosità del confine dei grani (KÊ) [13] e dislocazioni, cioè effetto dell'incrudimento (BORDONI) [5] agiscono, evidentemente, anche nelle leghe e danno luogo, molte

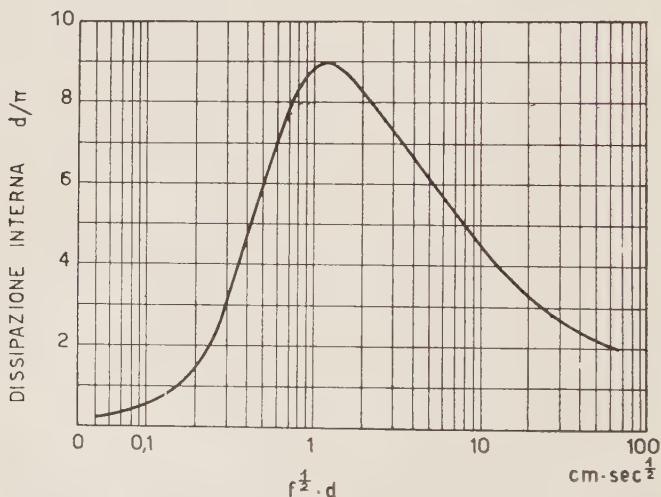


Fig. 1. - Dissipazione interna nell'ottone 69-31 con vibrazioni longitudinali, in funzione di  $f^{1/2} \cdot a$ ; ( $f$  = frequenza in Hz;  $a$  = diametro medio dei grani, in cm;  $d$  = decremento logaritmico) (RANDALL, ROSE e ZENER) [17].

<sup>(2)</sup> P. G. BORDONI: *Nuovo Cimento*, 4, 177 (1947); I. BARDUCCI e G. PASQUALINI: *Nuovo Cimento*, 5, 416 (1948).

<sup>(3)</sup> Vedere anche la comunicazione di P. G. BORDONI: *Absorbimento degli ultrasuoni nei solidi* (dal Convegno Internazionale di Ultracustica), Roma, 14-17 giugno 1950.

volte, ad un andamento della dissipazione in funzione della frequenza e della temperatura perfettamente analogo nei due casi. Un esempio è dato dalla fig. 1 nella quale è rappresentato l'andamento della dissipazione nell'ottone 69-31 con vibrazioni longitudinali [17] in funzione del parametro  $f^{1/2} \cdot a$ ; tale andamento come si vede è quello della tipica curva a campana dell'effetto termoelastico.

Tuttavia in molti altri casi l'andamento delle curve caratteristiche in funzione della temperatura e della frequenza può risultare notevolmente modificato e reso più complicato rispetto a quello delle curve corrispondenti per i metalli puri, a causa della più complessa costituzione chimica e cristallografica.

Un esempio significativo è dato dalla fig. 2 che rappresenta i risultati di recenti misure di Kê [14] sull'influenza di piccole percentuali di impurità sopra l'andamento della dissipazione dovuta alla viscosità del confine dei grani in funzione della temperatura.

La curva superiore (a) si riferisce ad un campione di ferro assai puro (contenuto in C = 0,005% in peso) ed ha l'andamento tipico a campana; la curva inferiore si riferisce invece ad un campione del quale il contenuto in C è stato aumentato fino al 0,07%, ma per il resto è stato preparato con identico trattamento del precedente. Come si vede, il massimo di dissipazione interna a circa 470° è completamente scomparso. È bastato quindi un contenuto in C estremamente piccolo (minore dell'1%) per bloccare completamente gli scorrimenti viscosi al confine dei grani. E si deve osservare che un esame metallografico dei due campioni a e b non ha mostrato alcun cambiamento sensibile nella microstruttura.

Sempre sull'effetto della viscosità del confine dei grani un altro caso interessante è dato dalla fig. 3 ancora dovuta a Kê [15] e tratta da uno studio sulla fragilità del rame dovuta a piccole percentuali di Bi. Era noto (SMITH) che la dipendenza di tale fragilità dai trattamenti termici può essere spiegata con l'ipotesi che la solubilità del Bi nel Cu cresca con la temperatura. Ricuocendo il materiale al di sopra di una certa temperatura caratteristica, dipendente

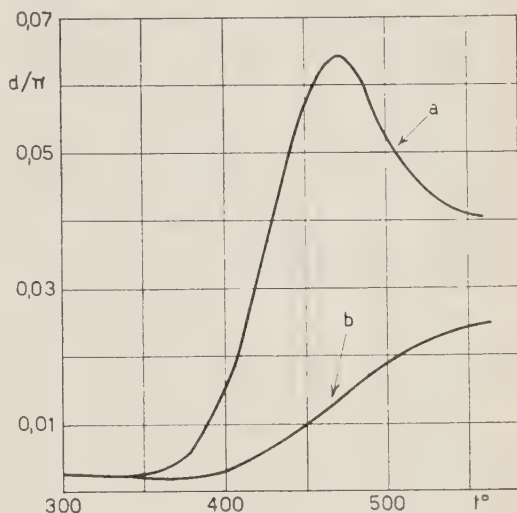


Fig. 2. - Dissipazione interna dovuta alla viscosità del confine dei grani cristallini (vibrazioni flessionali): a) nel Ferro puro (con 0,005% C), b) nello stesso con l'aggiunta di 0,07% C (Kê) [14].



dalla percentuale di Bi contenuta in esso, il Bi passa completamente in soluzione ed il materiale è lavorabile; se ora lo stesso campione viene ricotto di nuovo, ma ad una temperatura inferiore a quella caratteristica, il bismuto

precipita in prevalenza al confine dei grani, probabilmente sotto forma di un sottile film, e rende il rame fragile.

Nella figura citata si vede che, alle temperature più elevate, l'aumento del contenuto di Bi fa leggermente diminuire la dissipazione, in accordo qualitativo con quanto si è visto precedentemente (il massimo di dissipazione interna del Cu per la viscosità del confine dei grani è a circa 500°, con la frequenza impiegata che è di 1000 Hz) al disotto di 100 °C la dissipazione

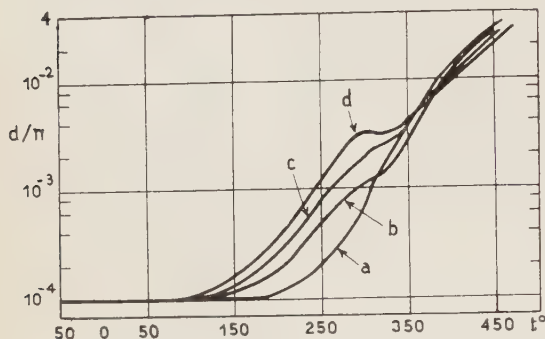


Fig. 3. - Dissipazione interna nel Rame con diverse percentuali di Bismuto (vibrazioni flessionali): a) Cu puro; b) 0,0026% Bi; c) 0,005% Bi; d) 0,010% Bi. (Kê) [15].

zione, invece, è assolutamente identica, entro la precisione di misura per le sbarrette con i diversi contenuti di Bi e per quelle di rame puro. Per le temperature intermedie, al contrario, cioè fra 100 °C e 370 °C circa, la dissipazione interna cresce con il contenuto in Bi e tende, per le sbarrette più ricche in Bi, a presentare un massimo a circa 290°. Questo andamento è stato spiegato da Kê supponendo che alla dissipazione dovuta alla viscosità del confine dei grani nel rame (la quale cresce con la temperatura nel campo che qui si considera), si sovrapponga un'altra causa di dissipazione, dovuta alla presenza di Bi. Poichè l'esame metallografico ha mostrato che la struttura è per tutti i campioni la stessa con lo stesso diametro medio dei grani (0,05 mm), e poichè anche i trattamenti termici e meccanici sono gli stessi, è stato possibile separare la dissipazione dovuta al contenuto in Bi sottraendo dalle diverse curve quella relativa al rame puro. Si ottengono così le curve della fig. 4, che mostrano tutte a 290 °C un massimo di altezza cre-

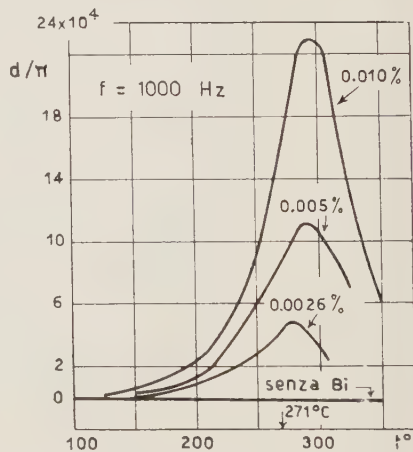


Fig. 4. - Contributo del Bismuto alla dissipazione interna nel Rame contenente diverse percentuali di Bi, negli stessi campioni della fig. 3 (vibrazioni flessionali). (Kê) [15].

scente pressochè linearmente con il contenuto in Bi, ma sempre di entità assai minore di quella del massimo dovuto alla viscosità del confine dei grani nel rame a 500 °C circa. Tutto ciò può essere spiegato con l'ipotesi che il Bi precipiti nel confine dei grani in maniera assai discontinua; nelle maggior parte delle zone di confine esso precipita in quantità estremamente piccola tanto da non influire apprezzabilmente sul fenomeno principale della viscosità del confine dei grani nel rame; per poche altre zone di confine invece precipita in maggior quantità ed altera completamente il fenomeno, facendo sorgere il massimo secondario a 290°. Si osserva che contemporaneamente non si è trovata alcuna anomalia apprezzabile sul modulo alla stessa temperatura. I campioni con il massimo a 290° sono quelli fragili.

Si è trovato anche per questa via che la fragilità ed il massimo secondario legato al Bi sorgono soltanto se il campione, prima della ricottura sotto la temperatura critica, è stato incrudito.

### 3. - Cause di dissipazione interna proprie delle leghe.

Finora ci siamo occupati solamente delle cause di dissipazione comuni alle leghe ed ai metalli puri, mostrando come, spesso, l'andamento del fenomeno sia enormemente influenzato anche da variazioni assai piccole di composizione. Ma nelle leghe si hanno anche altre cause di dissipazione interna di energia elastica, più o meno studiate sperimentalmente e teoricamente.

Una, ad esempio, è rappresentata dai fenomeni di diffusione atomica [12] [22]. In una soluzione solida, in assenza di sollecitazioni si ha equilibrio solamente quando gli atomi del soluto sono uniformemente distribuiti. In presenza di sollecitazioni, invece, l'equilibrio corrisponde, ad esempio, ad una maggiore concentrazione dove il reticolo è teso, e viceversa; perciò ogni fluttuazione nelle deformazioni tende a generare fluttuazioni nella concentrazione. Il tempo di rilassamento prevedibile per tale fenomeno è assai lungo a temperatura ordinaria, ma decresce rapidamente con legge esponenziale al crescere della temperatura (4).

Un fenomeno di rilassamento, e quindi un'altra causa di dissipazione interna, ci si deve attendere tutte le volte che si ha un passaggio dallo stato ordinato a quello disordinato nelle leghe di sostituzione, come per esempio nell'ottone  $\beta$  [11], [22]. Infatti, purchè la temperatura sia inferiore ad una certa temperatura caratteristica, la lega ha una struttura parzialmente ordinata, con un grado di ordine tanto più elevato quanto più bassa è la temperatura, ed ogni cambiamento nelle dimensioni del reticolo è accompagnato

---

(4) È notevole che tale fenomeno di diffusione atomica ha lo stesso calore di attivazione del fenomeno della viscosità del confine dei grani.

da un cambiamento nel grado di ordine corrispondente alle condizioni di equilibrio.

Un altro fenomeno di rilassamento, sempre nelle soluzioni solide, ci si deve attendere tutte le volte che la presenza di sollecitazioni tende a causare una distribuzione preferenziale degli atomi del soluto, in relazione alla anisotropia delle distorsioni del reticolo, dovute alla presenza degli atomi del soluto [10] [22]. Anche qui la dissipazione è massima quando il tempo di rilassamento è paragonabile al periodo di vibrazione. Ad una causa di questo genere, è probabilmente dovuto, un massimo di dissipazione osservato da ZENER nell'ottone  $\alpha$  alla temperatura di 425° con la frequenza di 600 Hz [21] [22]; la dissipazione è, cioè, legata in questo caso al rilassamento delle distribuzioni preferenziali causate dalle sollecitazioni, per il fatto che gli atomi di Zn sono più grandi di quelli di Cu.

Lo studio sperimentale di questa e di altre cause di dissipazione interna

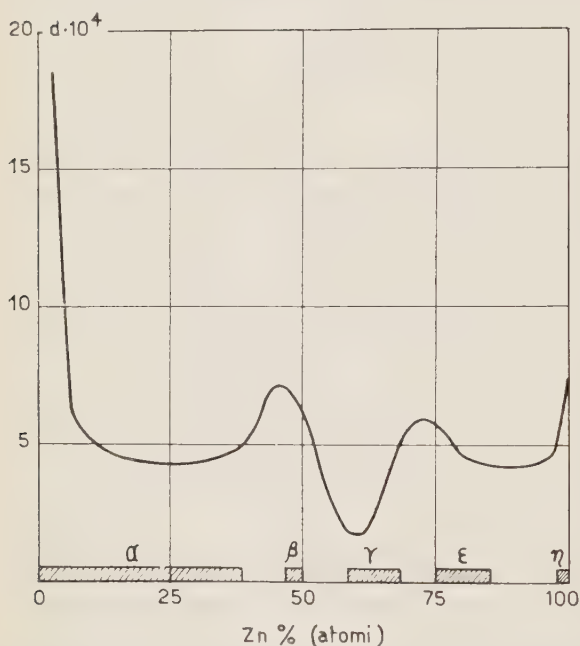


Fig. 5. — Dissipazione interna nelle leghe binarie Cu-Zn (vibrazioni longitudinali). (CABARAT, GUILLET e LE ROUX) [7], [9].

caratteristiche delle leghe e previste dalla teoria, è ancora assai incompleto, e, si può dire, all'inizio; ma anche i dati relativamente scarsi attualmente disponibili sono sufficienti a confermarne il notevole interesse.

Ad esempio, che la misura della dissipazione interna — ed anche delle proprietà elastiche — può dare utili indicazioni sulla costituzione delle leghe, in ausilio alla analisi termica ed ai metodi cristallografici, è mostrato dalle figg. 5 e 6. La fig. 5 rappresenta l'andamento della dissipazione interna per il caso delle leghe binarie Rame-Zinco secondo misure eseguite da CABARAT, GUILLET e LE ROUX [7], [9], appunto nell'intento di sag-

giare le possibilità del metodo su una lega la cui costituzione ed il cui diagramma di stato sono sufficientemente noti. Da queste misure e da altre eseguite su altri sistemi (ad es. su Cu-Sn) [8], [9], si osserva che la dissipazione sembra essere maggiore nei componenti puri che nelle soluzioni solide, e mag-

giore nelle fasi a struttura più ordinata, come la  $\beta$  per il sistema citato che in quelle a struttura più disordinata come la  $\gamma$ , in accordo con quanto si è detto sulla dissipazione prodotta dalla trasformazione ordine-disordine.

La seguente fig. 6 rappresenta l'andamento del modulo sullo stesso sistema Cu-Zn, e mostra che le fasi a carattere più spiccatamente metallico come la  $\beta$ ,

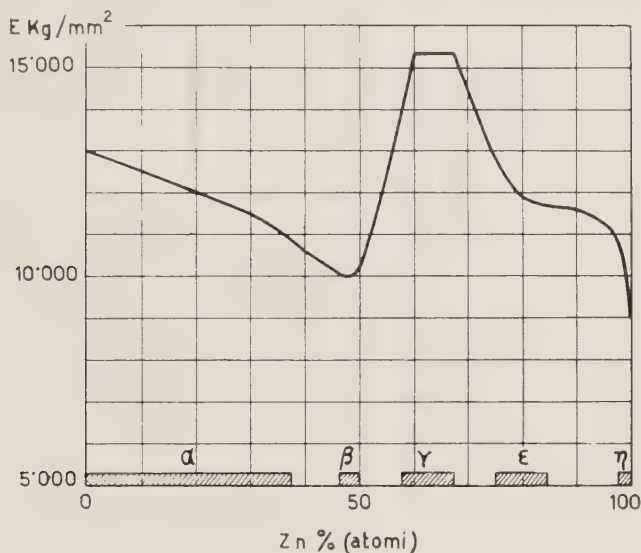


Fig. 6. - Modulo di Young nelle leghe binarie Cu-Zn. (CABARAT, GUILLET e LE ROUX) [7], [9].

cui compete una dissipazione relativamente grande, hanno, invece un modulo minore di quello del tipo della  $\gamma$ , cui corrisponde invece un massimo del modulo, come sempre quando si hanno composti intermetallici.

Nei casi precedenti sono state studiate le variazioni del decremento e delle proprietà elastiche al variare della composizione della lega a parità di trattamenti termici e meccanici, per una stessa lega di data composizione. Ugualmente interessante si presenta lo studio dell'influenza che hanno sugli stessi parametri, i diversi trattamenti termici e meccanici, per una stessa lega di data composizione. In proposito alcune misure sono state eseguite anche all'Istituto di Ultracustica (BORDONI) [4]. Ad esempio la fig. 7 mostra l'effetto della tempera effettuata a partire dalla temperatura indicata in ascisse, e di un successivo rinvenimento a  $150^\circ$  per ore 1 e 30 min sulla velocità del suono, e quindi sul modulo di Young, di un acciaio al Cromo. In questo caso l'effetto della tempera è consistito in una diminuzione del modulo, tanto maggiore quanto più alta è la temperatura di tempera (fino ad un massimo del 3% circa) mentre con il rinvenimento il modulo tende a ritornare al valore iniziale. La



successiva fig. 8 mostra, poi, come nello stesso acciaio la densità sia ad esempio assai meno sensibile del modulo ai trattamenti termici, perchè il suo valore *medio* non risulta variato per effetto della tempera, nè del rinvenimento.

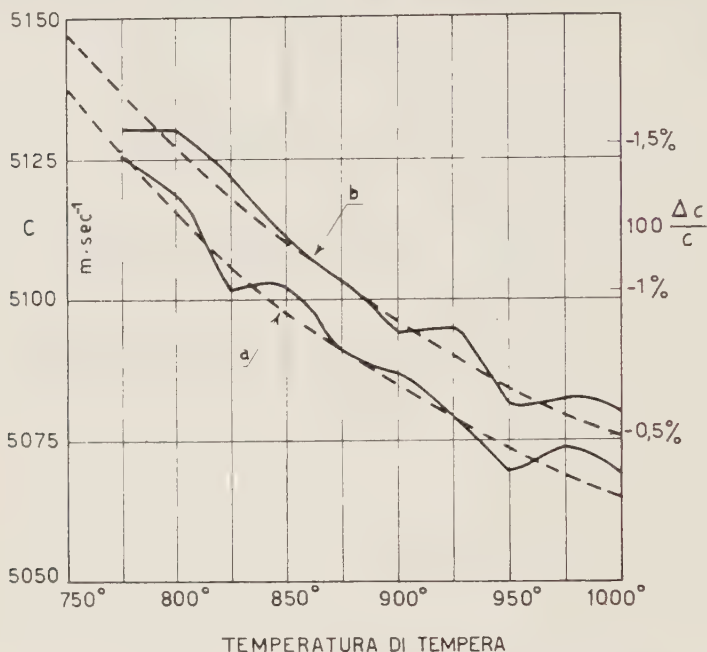


Fig. 7. - Effetto della tempera (curve *a*) e di un successivo rinvenimento (curva *b*) sulla velocità degli ultrasuoni in un acciaio al Cromo (le curve a tratti rappresentano l'andamento medio). (BORDONI) [4].

Uno studio assai completo sugli effetti di un trattamento termico su varie proprietà di una lega leggera, fra cui il modulo di Young e la dissipazione interna, è stato recentemente eseguito da APPERT e CABARAT [2] e riguarda l'effetto dell'invecchiamento naturale di una lega leggera contenente Zn e piccole percentuali di altri elementi (Cu, ecc.) chiamata commercialmente Zieral o T-60. In questo caso, data la durata particolarmente lunga del fenomeno, è stato possibile seguire addirittura nel tempo (fig. 9) l'effetto che hanno sui vari parametri i cambiamenti strutturali che ad esso si accompagnano. La lega in esame, che è stata temperata in acqua dopo una permanenza di mezz'ora a 450°, ha inizialmente una dissipazione interna assai piccola; per effetto del rinvenimento naturale e temperatura ordinaria il decremento cresce e raggiunge un massimo (più di tre volte maggiore del valore iniziale) dopo 4 o 5 ore, per poi decrescere nuovamente. Tale massimo, è, probabilmente, in relazione con la eterogeneizzazione della soluzione solida che precede la precipitazione di una nuova fase. Nel periodo fra 100 e 200 ore la diminuzione del decremento



è particolarmente rapida e contemporaneamente la conducibilità elettrica raggiunge un minimo; mentre al massimo del decremento corrisponde un flesso nella durezza e nel modulo di Young, che variano col tempo con legge analoga.

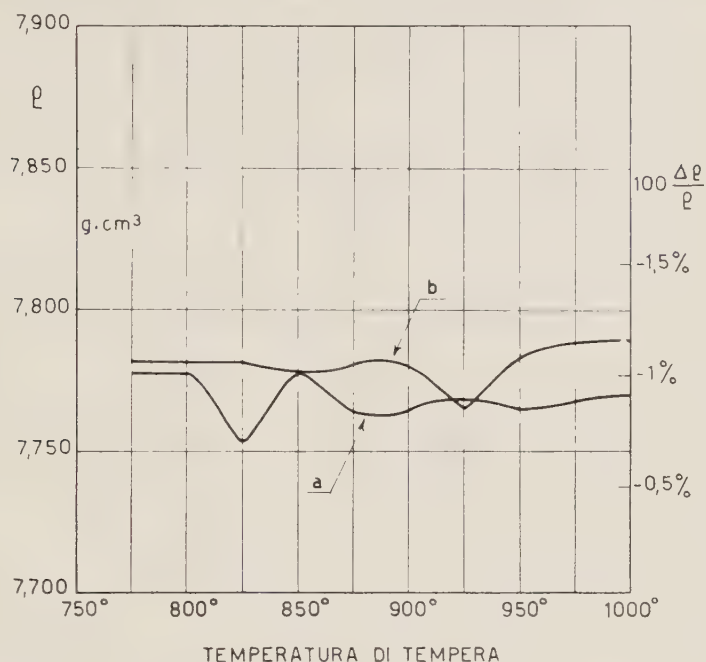


Fig. 8. - Effetto della tempera (curva *a*) e del successivo rinvenimento (curva *b*) sulla densità dell'acciaio al Cromo di fig. 7. (BORDONI) [4].

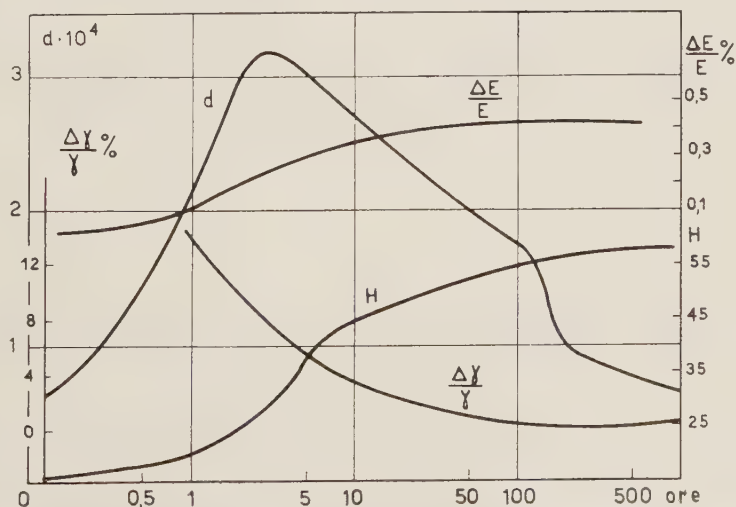


Fig. 9. - Effetto dell'invecchiamento naturale in una lega leggera (Zircal): sul decremento logaritmico  $d$ ; sul modulo di Young  $E$ ; sulla durezza  $H$  e sulla conducibilità elettrica  $\gamma$ . (APPERT e CABARAT) [2].

#### 4. - Materiali magnetici.

Un particolare interesse scientifico e tecnico presenta, infine, lo studio della influenza preponderante che ha la magnetizzazione, sia sulla dissipazione interna, sia sulle proprietà elastiche dei materiali ferromagnetici. Su tale argomento i lavori teorici e sperimentali sono assai numerosi ed alcuni di essi rientrano addirittura fra le ricerche più antiche sulla dissipazione interna nei solidi [3], [16], [20]. Non è pertanto possibile tentare di dare qui un panorama abbastanza completo dei risultati ottenuti.

Basterà accennare che la teoria ha permesso di identificare almeno tre cause di dissipazione legate alla magnetizzazione, e precisamente: correnti parassite macroscopiche, correnti parassite microscopiche e isteresi magneto-meccanica;

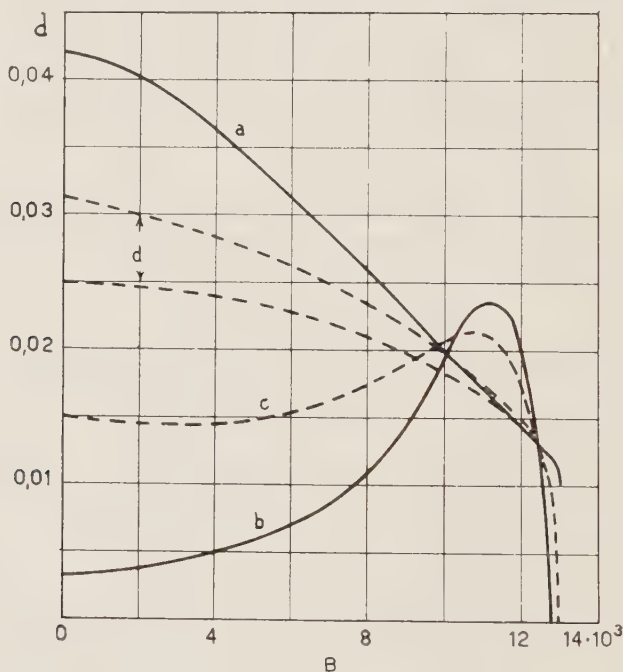


Fig. 10. - Dissipazione interna in una lega Fe-Ni (Permalloy « 68 ») in funzione della magnetizzazione, per diversi trattamenti termici. (WILLIAMS, BOZORTH e CHRISTENSEN) [18].

sebbene non sia facile per lo più separarne gli effetti nei casi concreti. Una importanza preponderante hanno, su tali effetti magneto-meccanici, i vari trattamenti termici e meccanici, ed in generale tutta la *storia magnetica* del materiale. In modo particolare [18] risulta influenzata dai vari trattamenti la dissipazione interna con piccole intensità di magnetizzazione, mentre la dissi-

pazione per le magnetizzazioni notevoli (ad es. per  $I = 2/3$  della  $I$  di saturazione), la quale è principalmente dovuta alle correnti parassite dipende assai meno dai trattamenti stessi (fig. 10).

Fra le misure più recenti in questo campo sono quelle riportate in fig. 11 (APPERT e CABARAT) [1] relative alle leghe Fe-Ni. Si vede che sia la composizione sia la magnetizzazione hanno un effetto notevolissimo sulla dissipazione interna.

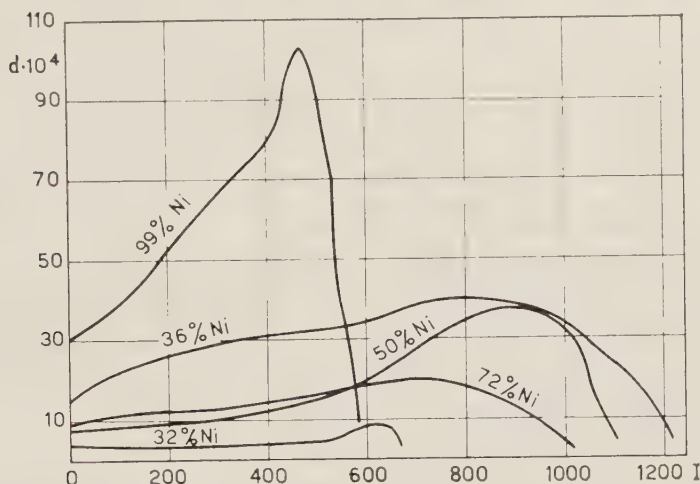


Fig. 11. - Dissipazione interna nelle leghe Fe-Ni, in funzione della intensità di magnetizzazione. (APPERT e CABARAT) [1].

In particolare la dissipazione massima che, per ogni data composizione si ha per le forti magnetizzazioni è da attribuire alle correnti parassite secondo la teoria di KERSTEN-ZENER [16], [20]. Come pure il fatto che la dissipazione è piccola per le leghe che hanno un piccolo effetto magnetostrittivo; la dissipazione con la magnetizzazione zero è poi più grande di quella che si ha a saturazione, anche questo in accordo con la teoria.

## 5. - Conclusione.

In conclusione si può ritenere che gli esempi riportati siano sufficienti a mostrare che la misura delle costanti elastiche con i metodi dinamici, e specialmente la misura della dissipazione interna, sono un mezzo assai efficace per lo studio delle proprietà e della costituzione delle leghe metalliche, oltre che dei metalli puri; sebbene tale studio sia ancora assai incompleto, soprattutto nei risultati sperimentali.

Si osserva infine che per trarre il massimo profitto dalla esperienza è necessario specificare, per quanto è possibile, tutti i parametri e specialmente la

frequenza e la temperatura (cosa che specialmente in passato non sempre è stata fatta) dalle quali la dissipazione dipende in modo essenziale. È bene anzi misurare, possibilmente, la dissipazione non ad una sola frequenza e temperatura, ma in funzione di tali parametri su un campo il più possibile vasto.

## BIBLIOGRAFIA (\*)

- [1] C. APPERT e R. CABARAT: *Compt. Rend.*, **228**, 490 (1949).
- [2] C. APPERT e R. CABARAT: *Compt. Rend.*, **228**, 1871 (1949).
- [3] O. V. AUWERS: *Ann. der Phys.*, **17**, 83 (1933).
- [4] P. G. BORDONI: *Atti II Convegno Nazionale della Assoc. It. di Metallurgia* (1948).
- [5] P. G. BORDONI: *Ric. Scient.*, **19**, 851 (1949).
- [6] R. CABARAT: *Mesures*, 275 (1947).
- [7] L. CABARAT, L. GUILLET e R. LE ROUX: *Compt. Rend.* **227**, 681 (1948).
- [8] L. CABARAT, L. GUILLET e R. LE ROUX: *Compt. Rend.* **226**, 1374 (1948).
- [9] L. CABARAT, L. GUILLET e R. LE ROUX: *Journ. Inst. of Metals*, **75**, 391 (1949).
- [10] W. S. GORSKY: *Phys. Zeits.*, **8**, 443 (1935).
- [11] W. S. GORSKY: *Phys. Zeits.*, **8**, 562 (1935).
- [12] W. S. GORSKY: *Phys. Zeits. Sow.*, **6**, 77 (1936).
- [13] T. S. KÊ: *Phys. Rev.*, **72**, 41 (1947).
- [14] T. S. KÊ: *Journ. appl. Phys.*, **20**, 274 (1949).
- [15] T. S. KÊ: *Journ. Appl. Phys.*, **20**, 1226 (1949).
- [16] M. KERSTEN: *Zeits. f. techn. Phys.*, **15**, 463 (1934).
- [17] R. H. RANDALL, F. C. ROSE e C. ZENER: *Phys. Rev.*, **55**, 1140 (1939).
- [18] H. J. WILLIAMS, R. M. BOZORTH e H. CHRISTENSEN: *Phys. Rev.*, **59**, 1005 (1941).
- [19] C. ZENER: *Phys. Rev.*, **53**, 90 (1938).
- [20] C. ZENER: *Phys. Rev.*, **53**, 1110 (1938).
- [21] C. ZENER: *Trans. A.I.M.E.*, **152**, 122 (1943).
- [22] C. ZENER: *Elasticity and anelasticity of metals* (Chicago Univ. Press. Ed., 1947).

---

(\*) In questa bibliografia sono raccolti solamente i titoli dei lavori citati nella precedente rassegna; una bibliografia più completa si trova sui lavori contrassegnati con i numeri [4] e [22].

## Apparecchio per la misura della intensità di ultrasuoni modulati.

A. BARONE e M. NUOVO

*Istituto Nazionale di Ultracustica « O. M. Corbino » - Roma*

È noto che se un'onda incide su di un ostacolo, si esercita su di esso una pressione eguale alla densità di energia totale sull'ostacolo.

Tale densità di energia dipende sia dalla natura e dalla forma dell'ostacolo, sia dalla velocità di propagazione della perturbazione nel mezzo ed è, in ogni caso, proporzionale alla intensità  $J$  del campo. Si utilizza questo fatto per misurare la intensità degli ultrasuoni in quanto la pressione di radiazione (meglio sarebbe chiamarla tensione di radiazione) è di notevole entità. La misura si fa in generale con particolari sistemi meccanici derivanti dalla bilancia.

È però possibile usare un sistema molto più sensibile ed altrettanto rapido se l'ultrasuono è modulato in ampiezza con una funzione periodica di frequenza acustica. In effetti, la moderna tecnica ultrasonora, nelle varie applicazioni fisiche e terapeutiche, è anche orientata verso la costruzione di apparati atti a generare ultrasuoni variamente modulati. In tal caso un comune microfono può essere opportunamente adattato per la misura della tensione di radiazione ed in definitiva della intensità di un campo ultrasonoro.

La tensione di radiazione è proporzionale al quadrato dell'ampiezza della pressione ultracustica  $P$  e pertanto ha influenza sulla indicazione dell'apparecchio la forma della funzione di modulazione  $f(x) = f(\Omega t)$  essendo  $\Omega = 2\pi/T$  ( $T$  = periodo della bassa frequenza di modulazione).

Possiamo scrivere:

$$P^2 = P_0^2 [f(x)]^2,$$

(ove  $P_0$  rappresenta una costante).

Il microfono eccitato dalla tensione di radiazione, genera quindi una tensione elettrica alternativa proporzionale a:

$$[f(x)]^2 = [f(x)]_{\text{medio}}^2,$$



essendo:

$$[f(x)]_{\text{medio}}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [f(x)]^2 dx.$$

Questa tensione potrà essere misurata con un voltmetro a valor massimo ovvero con uno strumento accordato sulla pulsazione  $\Omega$ . Nel primo caso si avrà una indicazione proporzionale a:

$$[f(x)]_{\text{max}}^2 - [f(x)]_{\text{medio}}^2,$$

nel secondo una indicazione proporzionale a:

$$\sqrt{\left(\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} [f(x)]^2 \sin x dx\right)^2 + \left(\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} [f(x)]^2 \cos x dx\right)^2}.$$

### Scelta della funzione modulante.

Consideriamo tre tipi di funzioni modulanti:

A) *Modulazione telegrafica*. — Questo tipo di modulazione si attua interrompendo ritmicamente l'emissione dell'ultrasuono. La funzione  $[f(x)]^2$  ha allora valor massimo 1 e valor medio  $\Theta/2\pi$ , avendo indicato con  $\Theta$  l'angolo corrispondente all'intervallo di periodo durante il quale si ha l'emissione ultrasonora.

La tensione indicata dal voltmetro a valor massimo connesso al microfono è quindi proporzionale alla intensità massima  $J_0$  dell'ultrasuono non interrotto moltiplicata per il fattore  $(1 - \Theta/2\pi)$ . Usando un amplificatore accordato sulla pulsazione fondamentale della modulante detto fattore diventa  $2/\pi \sin \Theta/2$ .

B) *Modulazione sinusoidale*. — In questo caso, detta  $m$  la profondità di modulazione, si ha:

$$f(x) = 1 + m \cos \Omega t = 1 + m \cos x,$$

e se si indica con  $J_0$  la intensità massima che si avrebbe senza la modulazione, la tensione indicata dal voltmetro a valor massimo,  $V$ , è proporzionale a:

$$J_0 m \left(2 + \frac{m}{2}\right).$$

Se  $m = 1$ , (100%):

$$V \propto \frac{5}{2} J_0.$$

C) *Modulazione effettuata alimentando il generatore di ultrasuoni con tensione anodica alternata.* — In questo caso la funzione modulante è rappresentata da archi di senoide. Indichiamo con  $2\Theta$  l'angolo corrispondente all'intervallo di periodo della sinusoide durante il quale si ha emissione di ultrasuoni e sia  $P_0$  il valor massimo raggiunto dalla pressione ultrasonora nei picchi di modulazione. La  $f(x)$  è data allora da:

$$f(x) = \begin{cases} \frac{1}{1 - \cos \Theta} (\sin x - \cos \Theta) ; & \text{per } \left(\frac{\pi}{2} - \Theta\right) \leq x \leq \left(\frac{\pi}{2} + \Theta\right) \\ 0 ; & \text{per } \left(\frac{\pi}{2} - \Theta\right) \geq x ; \text{ e per } \left(\frac{\pi}{2} + \Theta\right) \leq x \leq 2\pi . \end{cases}$$

Inoltre:

$$[f(x)]_{\max}^2 = 1 ; \quad [f(x)]_{\text{medio}}^2 = \frac{1}{2\pi(1 - \cos \Theta)^2} \left( \Theta - \frac{5}{2} \sin 2\Theta \right) .$$

Nel caso più importante in cui sia  $\Theta = \pi/2$ , si ha  $[f(x)]_{\text{medio}}^2 = 1/4$  e quindi la tensione indicata dal voltmetro a valor massimo è proporzionale alla intensità  $J_0$  corrispondente al valore  $P_0$ , moltiplicato per il fattore  $3/4$ , cioè:

$$V \propto 0,75 J_0 .$$

### Scelta del microfono.

È preferibile un microfono a condensatore od uno elettromagnetico; il primo ha il vantaggio di una maggiore facilità di taratura, il secondo quello di una maggiore sensibilità. Nel nostro primo esemplare abbiamo adottato un microfono elettromagnetico.

La taratura va fatta in camera di pressione. La tensione di uscita del microfono è proporzionale all'ampiezza della velocità della vibrazione della membrana; a parità di pressione applicata, quindi, la sensibilità dipende dalla impedenza di radiazione e perciò dal mezzo in cui il microfono è immerso. Nelle misure di ultrasuoni, il mezzo è generalmente un liquido la cui resistenza acustica è notevolmente maggiore di quella dell'aria, quindi le ampiezze di vibrazione della membrana e la sensibilità del microfono sono maggiori nell'aria che nel liquido secondo il rapporto:

$$\frac{U_A}{U_L} = \frac{Z_i + Z_L}{Z_i + Z_A} \approx 1 + \frac{Z_L}{Z_i} = k .$$

$Z_i$  è la impedenza meccanica della membrana (che si può calcolare o misurare senza molte difficoltà),  $Z_A$  l'impedenza di radiazione nell'aria che si trascura e  $Z_L$  è la impedenza di radiazione nel liquido; per onde piane si ha:

$$Z_L = \rho c A ,$$

(dove con  $\rho c$  si indica la resistenza acustica specifica del liquido e con  $A$  l'area della membrana telefonica).

Il fattore di correzione  $k$ , in alcuni casi, può anche raggiungere il valore 2.

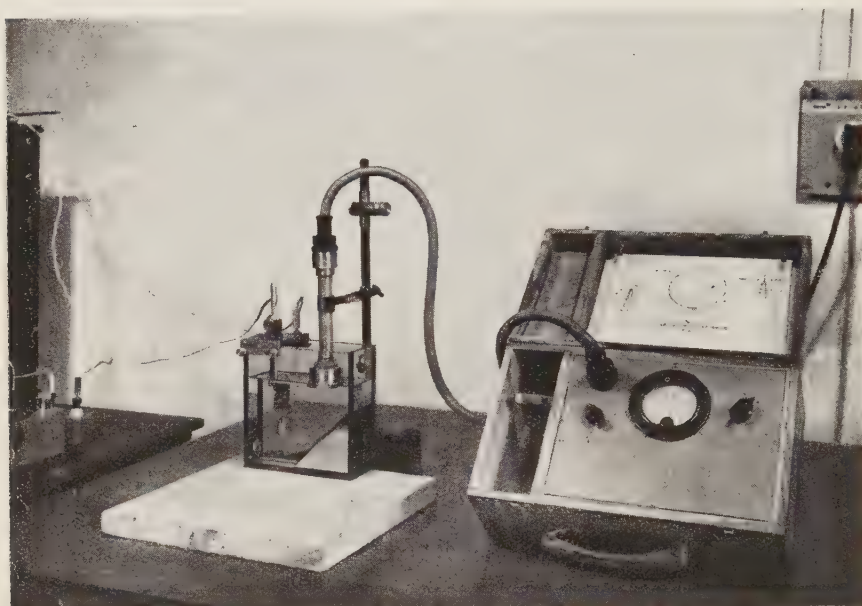


Fig. 1. — Fotografia dell'apparecchio

Per inciso facciamo qui notare che questa relazione ci permetterebbe la misura sperimentale della  $Z_L$ .

Ci resta infine da osservare che la presenza nel liquido di un'onda elastica di bassa frequenza provoca diffrazione sulla membrana del microfono. Tenerne conto in via teorica non è cosa agevole; ma misure sperimentali effettuate con ultrasuoni della frequenza di 2 MHz modulati a 1000 Hz non hanno dato risultati apprezzabilmente diversi da quelli previsti dalla semplice teoria qui accennata.

Nella fig. 1 si mostra la fotografia del primo esemplare costruito e nella fig. 2 una curva di taratura eseguita in petrolio. I punti indicati con cerchi rappresentano dei controlli fatti mediante un misuratore di intensità a bilancia.

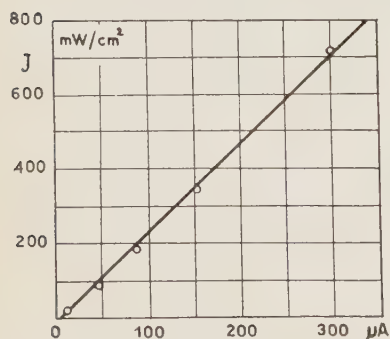


Fig. 2. — Taratura eseguita in petrolio a 2 MHz modulati a 1000 Hz (oscillatore BC191 E.G.E. Co.). I cerchietti rappresentano i punti controllati con un misuratore a bilancia

### Conclusioni.

Fra i vantaggi che il misuratore sopradescritto presenta su altri tipi, sono da ricordare: l'ampio intervallo delle intensità misurabili, la robustezza e la compattezza della costruzione ed infine la possibilità di eseguire misure nelle condizioni più diverse (taratura di generatori, misure di campo sonoro, ecc.).

La membrana del telefono può essere di forma piana come anche a cono per evitare reazione sulla sorgente o la formazione di onde stazionarie. In questo caso l'angolo al vertice  $\alpha$  del cono influisce sulla sensibilità secondo il fattore  $\cos^2 \alpha$ .

Si ringrazia il Direttore dell'Istituto di Ultracustica prof. AMEDEO GIACOMINI per il suo interessamento e per i consigli fornitici in sede di progettazione dell'apparecchio.

## Über den gegenwärtigen Stand der zerstörungsfreien Fehlerprüfung mittelst Ultraschall in der Schweiz.

R. V. BAUD

*Vorsteher des Laboratoriums für zerstörungsfreie Werkstoffprüfung II an der EMPA  
Zürich*

E. BEUSCH

*Wissenschaftlicher Mitarbeiter der EMPA - Zürich*

### 1. — Einleitung.

In der Entwicklung der Ultraschalltechnik zur zerstörungsfreien Materialprüfung haben sich hauptsächlich zwei Verfahren eingebürgert, nämlich das Durchschallungsverfahren mit kontinuierlicher Schallstrahlung und das neuere, auf dem Radarprinzip beruhende Impuls-Echoverfahren, vergl. [1] <sup>(1)</sup>. Ein weiteres mögliches Verfahren wird am Schluß ebenfalls noch behandelt, obwohl dieses sich noch in der Entwicklung befindet.

Was das Ziel der Prüfung anbelangt, so ist zu erwähnen, daß bei der zerstörungsfreien Materialprüfung im Wesentlichen immer eine der beiden folgenden Problemstellungen auftritt: Entweder sind diskrete Fehler wie Risse, Lunker und dgl. in sonst homogenem Material festzustellen, oder es handelt sich darum, generelle Abweichungen der Materialqualität von einer bestimmten Norm festzustellen, wobei beispielsweise nach dem Grad der Porosität gefragt sein kann.

### 2. — Physikalische Grundlagen.

Über die allgemeinen physikalischen Grundlagen des Ultraschalls wurde bereits andernorts [2] ausführlich berichtet, sodaß hier nur kurz auf die drei, in diesem Zusammenhang wichtigsten Begriffe, bzw. Tatsachen eingegangen

---

<sup>(1)</sup> Die in [ ] angegebenen Zahlen beziehen sich auf die Literaturangaben im Anhang.



werden soll; es sind dies:

- a) Schallwellenwiderstand und Absorption.
- b) Richtbarkeit der U.S.-Wellen.
- c) Beugung und Intensität.

a) Der grundsätzlich wohl bedeutsamste Umstand ist der besonders große Schallwellenwiderstand und die dementsprechend geringe Schallabsorption der flüssigen und festen Körper im Gegensatz zu Gasen, wo der Schallwellenwiderstand um einige Größenordnungen kleiner, die Schallabsorption entsprechend größer ist. Diesem glücklichen Umstand ist es zu verdanken, daß sich feste, quasi-homogene Körper, Metalle u.s.w. besonders gut für die U.S.-Prüfung eignen.

b) Für beide Verfahren kommt ferner die Tatsache hinzu, daß U.S.-Wellen gerichtet und gebündelt, ähnlich wie Licht, kegelförmig abgestrahlt werden <sup>(2)</sup>. Um klare Prüfverhältnisse zu schaffen, d.h. genau sondieren zu können, strebt man danach, ein möglichst paralleles Schallbündel zu verwenden. Dieser Forderung kann am einfachsten durch Wahl hoher Frequenzen, d.h. entsprechend kleiner Wellenlängen, Rechnung getragen werden.

c) Für die Ermittlung diskreter Fehler ist die relative Größe der Wellenlänge  $\lambda$  zur Flächenausdehnung  $F$  des Fehlers senkrecht zur Schallrichtung, bzw. zu  $r$  <sup>(3)</sup>, d.h.  $\lambda/r$ , von ausschlaggebender Bedeutung und zwar sowohl beim Durchschallungsverfahren, als auch beim Echoverfahren. Beim Durchschallungsverfahren muß das Verhältnis  $\lambda/r$  klein sein, damit hinter dem Hindernis keine Beugung auftritt; denn träte Beugung auf, so hätte man keinen Schallschatten und ohne diesen wäre der Fehler natürlich nicht erkennbar. Beim Echoverfahren muß  $\lambda/r$  ebenfalls klein sein, damit die reflektierte Energie möglichst groß wird; denn wäre dieselbe klein, so würde sich das Fehlerecho auf dem Schirm des Kathodenstrahloszillographen nicht, bzw. nicht genügend über den dort sichtbaren Störpegel erheben.

---

<sup>(2)</sup> Für den Abstrahlungswinkel  $\alpha$  (halber Öffnungswinkel des Schallkegels) eines kreisförmigen Schallgebers vom Radius  $r$  gilt in sehr guter Annäherung die Formel:  $\sin \alpha = 0,65 \lambda / r$ , wobei  $\lambda = V/f =$  Wellenlänge im betreffenden Schalleiter und  $f =$  Frequenz.

*Beispiel:* Werden von einem Schallgeber  $r = 1$  cm U.S.-Wellen mit einer Frequenz  $f = 1$  MHz in Stahl eingestrahlt, so errechnet sich  $\alpha$  wie folgt: Mit  $V = 5000$  m/s<sup>-1</sup> für Stahl ergibt sich  $\lambda = 0,5$  cm und somit  $\sin \alpha = 0,65 \cdot 0,5 = 0,325$ , d.h.  $\alpha = 19^\circ$ .

Es sei bemerkt, daß mit Hilfe von Schalllinsen zylindrische Abstrahlung erreicht werden kann.

<sup>(3)</sup> Die Verhältnisse vereinfachen sich wesentlich, wenn man sich die unregelmäßige Fläche  $F$  des Fehlers durch eine kreisförmige vom Radius  $r$  ersetzt denkt; denn in diesem Fall gilt die in Fußnote <sup>(2)</sup> angegebene Formel für den sinus auch für die Beugung des Schalles am Fehler, d.h. es kann der Beugungswinkel  $\alpha$  berechnet und der Schallschatten konstruiert werden.

Während  $\lambda/r$  beim Durchschallungsverfahren ausschließlich maßgebend ist, spielen beim Echoverfahren zusätzlich die Reflektionseigenschaften des Fehlers eine eben so wichtige Rolle.

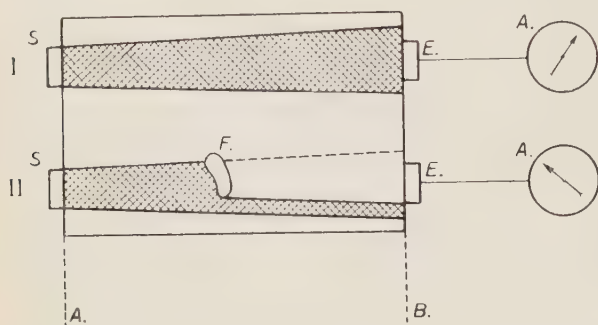


Abb. 1. – Schema zur Prüfung auf diskrete Fehler nach dem Durchschallungsverfahren. *F.*: Diskreter Fehler. Unter *F* sei einfachheitshalber auch die Fläche des Fehlers senkrecht zur Durchstrahlungsrichtung verstanden.

### 3. – Die Lösung der beiden Grundaufgaben mit Hilfe der beiden Verfahren.

Die Problemstellung der beiden Grundaufgaben ist bereits in der Einleitung angedeutet worden. Es soll hier nun gezeigt werden, wie mit Hilfe der beiden skizzierten Verfahren einerseits diskrete Fehler gefunden und andererseits Materialien auf ihre Qualität, z.B. Porosität, untersucht werden können.

1. – *Die Feststellung von diskreten Fehlern in sonst homogenem Material nach dem Durchschallungsverfahren.* – Beim Durchschallungsverfahren tastet man durch paralleles Verschieben des Sendeleistungs- und Empfangsleistungsquarzes die Flächen *A* und *B* ab, siehe Abb. 1. In Stellung I gelangt praktisch die gesamte U.S.-Energie auf den Empfänger, was in einer großen Anzeige des Meßinstrumentes *A*, vergl. Abb. 1, zum Ausdruck kommt. In Stellung II hingegen wird vom Fehler *F* fast der ganze Schallstrahl « abgeblendet », von gewissen

Da man also für Stahluntersuchungen sehr kurze Wellen und dabei doch eine gewisse Minimalintensität benötigt, kommen für derartige Untersuchungen nur Schallerzeugung und -nachweis auf Grund des piezoelektrischen Effektes, d.h. mittelst Quarzen, in Frage, vergl. [2].

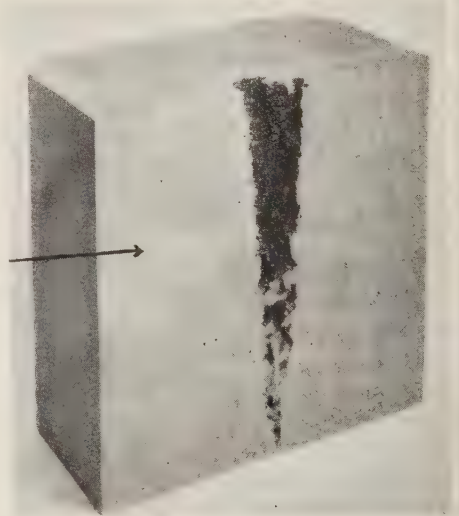


Abb. 2. – Stahlblock mit Lunker. Auf Grund der US-Prüfung nach dem Durchschallungsverfahren wurde der Kopf *genau* an der richtigen Stelle abgeschnitten.

dem Fachmann bekannten Fällen abgesehen, und gelangt demgemäß nicht auf den Empfänger, d.h. die Anzeige des Anzeigeinstrumentes  $A$ . ist dementsprechend Null.

Wenn der vorhandene Fehler in einer Ebene senkrecht zur Durchschallungsrichtung eine Fläche einnimmt, die größer ist als der Querschnitt des Schallbündels, so kann durch sukzessives Abtasten der Flächen  $A$ ,  $B$  ein grober Umriß des fehlerhaften Gebietes gewonnen werden; man erhält auf diese Weise eine Projektion des fehlerhaften Gebietes auf  $B$ . Über die Lage des Fehlers hinsichtlich Abstand von  $A$  resp.  $B$ , kann vorläufig nichts ausgesagt werden <sup>(1)</sup>, es sei denn, die Formgebung gestatte, den Prüfling noch unter  $90^\circ$  oder einem andern Winkel zu beschallen. Aus «Grundriß» und «Seitenriß» läßt sich in einem solchen günstigen Falle Gestalt und Lage des Fehlers konstruieren.

Abb. 2 zeigt ein Anwendungsbeispiel für das Durchschallungsverfahren aus der Praxis, in welchem Fall sich dieses außerordentlich gut bewährt hat;

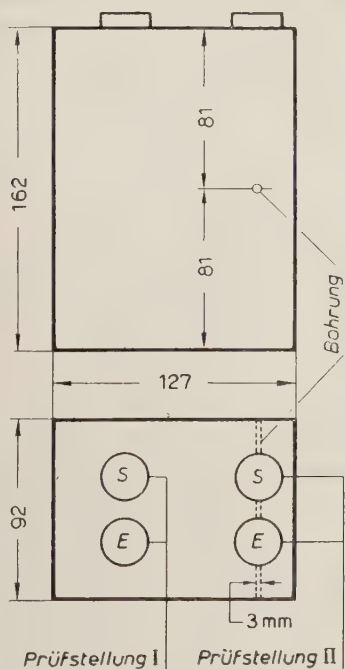


Abb. 4. – Stahlblock mit 3 mm-Bohrung B als « künstlichem Fehler », geprüft nach dem US-Impuls-Echoverfahren. Ergebnis siehe Abb. 5 a, b.

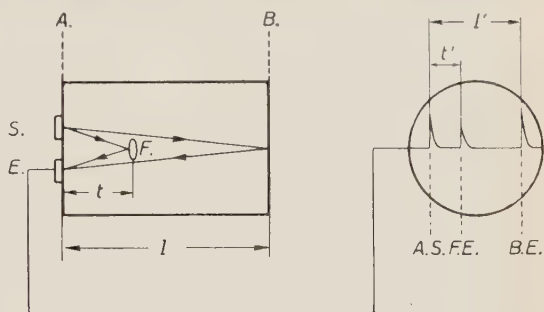


Abb. 3. – Schema zur Prüfung auf diskrete Fehler nach dem US-Impuls-Echoverfahren. A.S.: Anfangssignal; F.E.: Fehlerecho; B.E.: Bodenecho.

näheres hierüber siehe [3]. Analoge Untersuchungen wurden auch nach dem Impuls-Echoverfahren durchgeführt, doch waren die Ergebnisse in diesem Fall weniger befriedigend.

2. — Die Feststellung von diskreten Fehlern in sonst homogenem Material nach dem Impuls-Echoverfahren. — Beim Impuls-Echoverfahren tastet man mit den beiden benachbart aufgesetzten Quarzen die geeignetste Fläche, z.B. die Fläche  $A$  in Abb. 3 ab. Die eingestrahlte

(4) Es sei hier bemerkt, daß seit einiger Zeit an der EMPA die Möglichkeit studiert wird, das Verfahren diesbezüglich weiter auszubauen, vergl. [4].

U.S.-Energie wird am Boden reflektiert und gibt durch das Auftreffen auf den Empfangsquarz Anlaß zum Bodenecho. Sobald sich ein Fehler teilweise im Schallbündel befindet, wird ein Teil der Wellen schon hier zurückgeworfen, und dieser Teil erreicht natürlich den Empfangsquarz entsprechend früher. Auf dem Leuchtschirm des K.O. erscheint jetzt zwischen Anfangssignal und

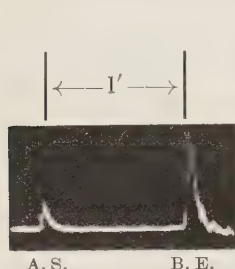


Abb. 5a. – US-Oszillogramm für Prüfstellung I gemäß Abb. 4. – Außer dem Anfangssignal A.S. erscheint nur das Bodenecho B.E.

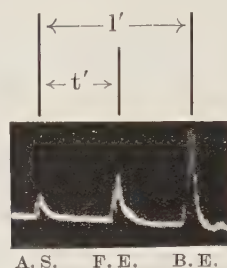


Abb. 5b. – US-Oszillogramm für Prüfstellung II gemäß Abb. 4. – Zwischen A.S. und B.E. erscheint eine weitere, vom « Fehler » herrührende Zacke, das sogenannte Fehlerecho F.E.

Bodenecho eine weitere Zacke, das sogenannte Fehlerecho F.E.. Bei diesem Verfahren kommt nun als großer Vorteil hinzu, daß man ohne weiteres aus der Lage des Fehlerechos zwischen Anfangssignal und Bodenecho auch die Tiefenlage  $t$  des Fehlers angeben kann.

Abbildungen 4 und 5a, b zeigen ein Anwendungsbeispiel für das Impuls-Echoverfahren.

3. – *Die Prüfung auf Porosität nach dem Durchschallungsverfahren.* – Im zweiten Hauptfall handelt es sich darum, kleinste Abweichungen in mehr oder weniger gleichmäßiger Verteilung von einer Strukturnorm nachzuweisen. Es ist einleuchtend, daß die Schallwellen beim Durchgang durch poröse Gebiete diffus gestreut werden, wodurch ein beträchtlicher Teil der Energie verloren geht. Dieser Umstand wird nun gerade zur Prüfung herangezogen, wobei man im Grunde genommen nichts anderes als eine Absorptionsmessung ausführt. Bei dieser Qualitätsprüfung ist es für beide Methoden sehr wichtig, daß gute und schlechte Prüflinge vorhanden sind; ist dies nicht der Fall, so muß durch ergänzende Kontrollversuche nachgewiesen werden, ob es sich um durchwegs gute oder um durchwegs schlechte Stücke handelt.

Für die Prüfung nach dem Durchschallungsverfahren wird wieder die Anordnung gemäß Abb. 1 und 2 verwendet (vergl. Abb. 6). Nehmen wir an, es befinde sich ein « gesunder », also nicht poröser Prüfling zwischen den beiden Quarzen  $S$ ,  $E$ , und das Anzeigeelement zeige entsprechend einen Ausschlag von 150 Skalenteilen (Sk.T.). Wird nun ein « krankes », also poröses Stück



geprüft, so wird ein bedeutender Teil der eingestrahlichten U.S.-Energie zufolge der diffusen Streuung absorbiert; auf den Empfangsquarz gelangt infolgedessen nur noch ein kleiner Bruchteil der Schallenergie und der Zeiger des Instrumentes *A* schlägt entsprechend wenig, z.B. bis 30 Sk.T. aus. Die Durchmessung einer ganzen Serie liefert nun für jeden Prüfling einen zugehörigen Zahlenwert. Ein Vergleich dieser Zahlen darf natürlich nur innerhalb der gleichen Prüfsérie erfolgen; in diesem Fall gibt er aber wertvolle Aufschlüsse über die Qualitätsschwankungen innerhalb der betrachteten Gruppe. Eine absolute, zahlenmäßige Gegenüberstellung von Porositätsgrad und entsprechender Anzeige innerhalb ein und derselben Gruppe von Prüflingen wäre wohl auf Grund langwieriger Statistiken möglich; derartige Gegenüberstellungen scheinen aber heute noch völlig zu fehlen. Beim gegenwärtigen Stand

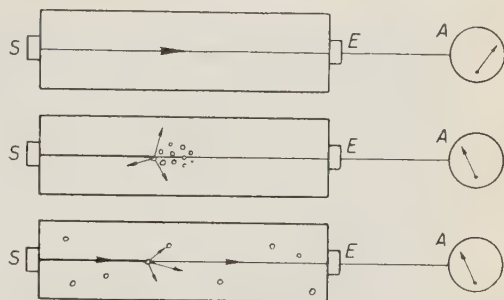


Abb. 6. – Schema der Anwendung des Durchschallungsverfahrens auf die Porositätsprüfung (Homogenitätsprüfung).

der Entwicklung ist das Durchschallungsverfahren noch mit einem störenden Mangel behaftet, nämlich demjenigen der nicht völlig befriedigenden Reproduzierbarkeit <sup>(5)</sup>.

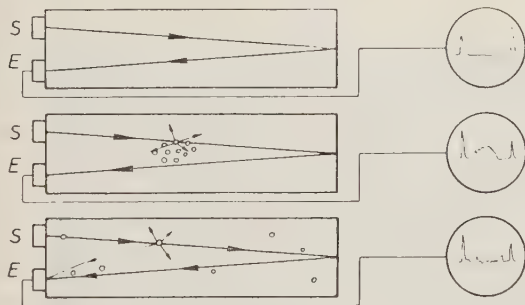


Abb. 7. – Schema der Anwendung des Impuls-Echoverfahrens auf die Porositätsprüfung (Homogenitätsprüfung).

4. – Die Prüfung auf Porosität nach dem Impuls-Echoverfahren. – An der EMPA, Zürich, wurden Methoden ausgearbeitet, bei denen das U.S.-Impuls-Echogerät auch für Qualitätsprüfungen verwendet wird, vergl. [4].

Hierbei ist zu unterscheiden, ob ein Haufen kleiner Fehler örtlich konzentriert (Fehlernest) auftritt oder ob die

<sup>(5)</sup> Die mangelnde Reproduzierbarkeit wird auf folgende Gründe zurückgeführt: a) Unübersichtlichkeit hinsichtlich der akustischen Verhältnisse im Prüfling wegen der kontinuierlichen Schalleinstrahlung, dem wirklichen Nutzen des « Wobbelns » und dem Einfluß der Länge des Prüflings etc.; b) Unsicherheit über die Ankopplung, sowohl auf der Sende- als auch auf der Empfangsseite (Oberflächenbeschaffenheit, Anpreßdruck, Schichtdicke des Ölfilms u.s.w.).



Mikrofehler mehr oder weniger gleichmäßig über den ganzen Prüfling verteilt sind.

a) Mit einem Echo an einem diskreten Porositätshaufen (Fehlernest). – Bei dieser

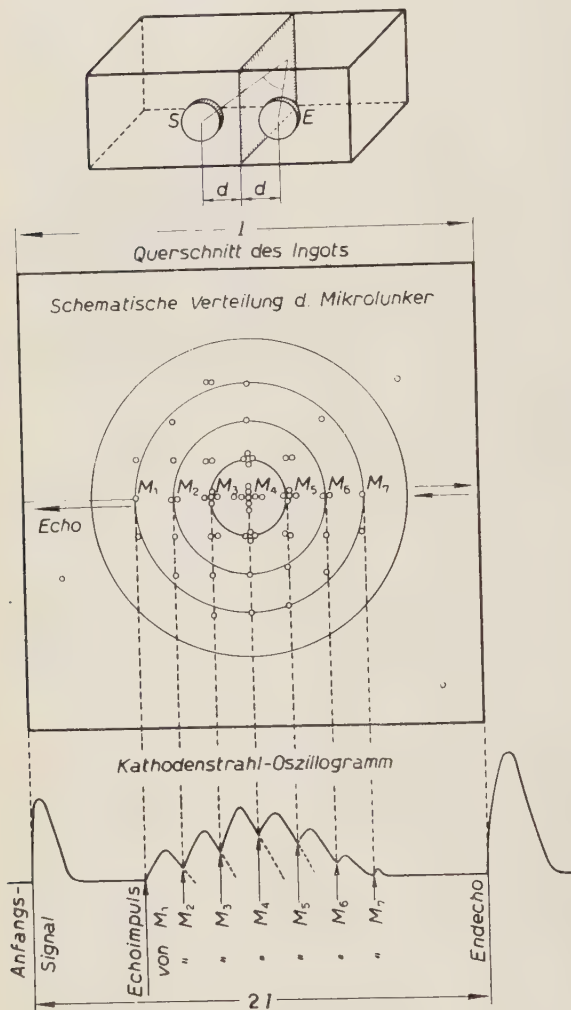


Abb. 8. – Schema der Anwendung des Impuls-Echoverfahrens auf die Prüfung auf diskrete Porositätshaufen (Fehlernest) bei Stahlingots.

Prüfmethode wird die horizontale Zeitablenkung des K. O. so eingestellt, daß am Ende rechts des K.O.-Schirmes das Bodenecho erscheint, vergl. Abb. 7. Wäre nun ein einzelner (diskreter) Mikrolunker  $M_1$  vorhanden, so würde sich für die betreffende Stelle ein diskretes Echo ergeben. Sind aber mehrere Mikrolunker hintereinander, so sind die Verhältnisse anders. In Abb. 8 ist angenommen, daß gegen die Mitte des geprüften Ingots zu, die Häufigkeit der Mikrolunker zunimmt. Schickt man nun einen U.S.-Impuls in den Prüfling, so wird an  $M_1$  ein kleiner Teil der Energie reflektiert, während der größere Teil der Energie nach  $M_2$  gelangt. Die von  $M_1$  zurückgeworfene Energie erzeugt auf dem K.O. eine kleine vertikale Zacke die in ihrem Anfangsverlauf so wie von einem diskreten Fehler herrührend aussieht. Bevor aber das Echo vollständig abgeklungen ist, kommt die von  $M_2$  reflektierte Energie zur Auswirkung und erzeugt eine entsprechende Zacke, die an die nur teilweise

abgeklungene erste Zacke anschließt. In ähnlicher Weise erhält man weitere anschliessende Zacken, wie in Abb. 8 schematisch dargestellt ist. Die Umhüllende aller der beobachteten Zacken kann als Häufigkeitskurve der Mikro-

lunker betrachtet werden. Siehe auch Abb. 9 und 10. Praktisch wäre dies wie folgt auszuwerten: An einer oder mehreren Stellen des Ingots wird zuerst die U.S.-Prüfung durchgeführt und das K.O.Diagramm aufgenommen. Sodann

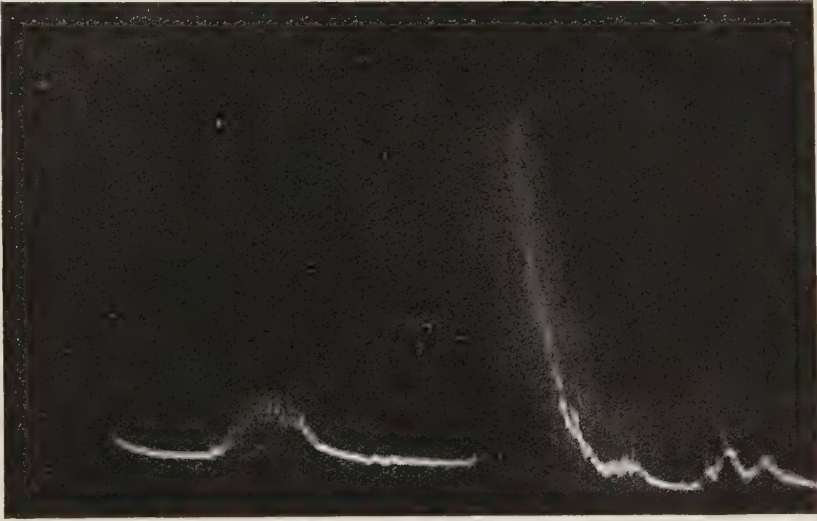


Abb. 9.

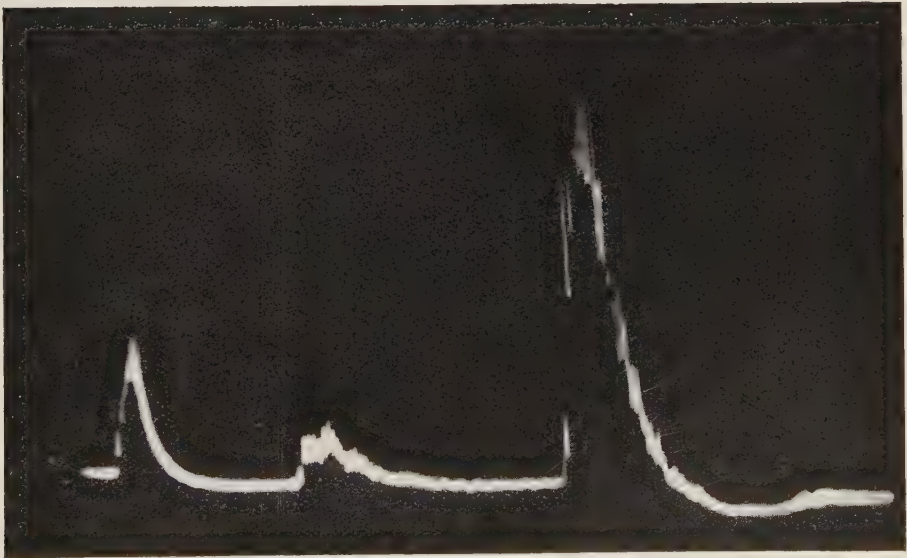


Abb. 10.

Oszillogramme, gewonnen aus der Anwendung des Impuls-Echoverfahrens zur Prüfung auf Porositätsaufen (Fehlernester).

wäre an einer oder mehreren entsprechenden Stellen eines Versuchs-Ingots die entsprechende Verteilung der Mikrolunker auszuzählen. Nachdem dies geschehen ist, genügt die U.S.-Prüfung um die Verteilung der Mikrolunker für eine größere Serie Ingots festzustellen, indem die K.O.-Bilder mit den Eichbildern verglichen werden.

b) Mit mehreren Echos bei verteilter Porosität. – Auf Grund

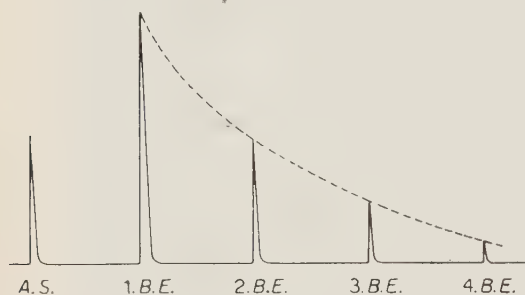


Abb. 11. – Mehrfachreflexionsbild, erhalten bei der Porositätsprüfung nach dem US-Impulsechoverfahren. – A.S.: Anfangssignal, für die Beurteilung unwichtig; B.E.: Bodenechos; als Beispiel sind vier B.E. eingezeichnet.

theoretischer Überlegungen wurde an der EMPA, Zürich, eine Methode ausgearbeitet, bei der das U.S.-Impuls-Echogerät auch für Porositätsprüfungen verwendet wird, vergl. [4]. Diese besteht darin, daß man die Zeitablenkung des K.O. herabsetzt und einen in den Prüfling eingestrahnten U.S.-Impuls zwischen Einstrahlfläche A. und Bodenfläche B. hin und her totlaufen läßt. Mit der Weglänge nimmt wegen der Streuung die Energie des Impulses dauernd

ab. Das läßt sich nun sehr schön auf dem Leuchtschirm des K.O. verfolgen, da infolge der verminderten Zeitablenkung des K.O.-Strahles auf dem Schirm

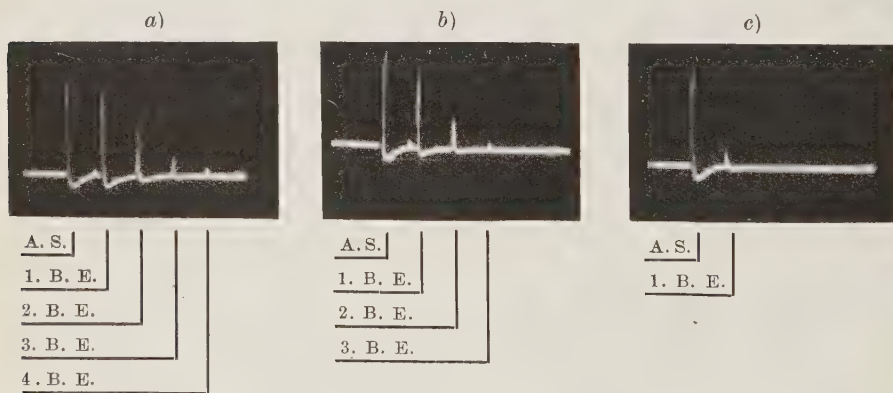


Abb. 12. – US-Oszillogramme, erhalten bei der Porositätsprüfung von Porzellanisolatoren auf Grund des US-Impuls-Echoverfahrens. – a) Nicht poröser Isolator, b) Schwach poröser Isolator, c) Stark poröser Isolator.

nicht nur das erste Bodenecho, sondern noch weitere sichtbar werden, siehe Abb. 11. Die Art und Weise des Abklingens der sich folgenden Bodenechos,

in einfachster Weise ausgedrückt durch deren Anzahl, ist dann ein Maß für die Absorption und damit für die Porosität des Prüflings. Diesbezügliche wertmäßige Zusammenhänge sind bis heute zwar noch keine herausgearbeitet worden, doch ist dies in Einzelfällen nicht so wichtig. Abb. 12 zeigt Oszillogramme von Porositätsprüfungen nach dem U.S.-Impuls-Echoverfahren an drei verschieden porösen Porzellanisolatoren. Die anschließend an diesen durchgeführte Fuchsinprobe zeigt gute Übereinstimmung mit dem U.S.-Befund.

#### 4. – Das Resonanzverfahren.

1. – *Dickenmessung.* – Die wichtige Aufgabe, die Dicke von nur einseitig zugänglichen Wänden zerstörungsfrei festzustellen, hat zum Bau von speziellen Ultraschall-dickenmeßgeräten Veranlassung gegeben. Zwar kann eine einseitige Dickenmessung ohne weiteres auf Grund des beschriebenen Echoverfahrens auch mit Ultraschall-Impuls-Geräten ausgeführt werden; indessen lassen sich Dicken unter 1 bis  $1\frac{1}{2}$  cm mit handelsüblichen Geräten dieser Art nicht ermitteln. Der Grund hierfür ist, daß das Bodenecho bereits zurückkehrt, bevor das Anfangssignal ganz abgeklungen ist.

Im Gegensatz hierzu können mit Geräten, die nach dem Resonanzprinzip arbeiten, auch geringe Wanddicken von nur einigen wenigen mm gemessen werden, wobei Quarzauflagefläche und reflektierende Gegenfläche möglichst glatt sein müssen. Es werden dabei kontinuierliche Schallwellen in das Werkstück eingeleitet und deren Frequenz solange geändert, bis sich stehende Wellen maximaler Amplitude ausbilden, in welchem Falle man von Resonanz spricht. In Resonanzstellung beträgt die Dicke des Werkstückes eine ganze Anzahl halber Wellenlängen. Hierbei ist die Energieaufnahme durch das Werkstück, die in einfacher Weise durch Überwachen des Anodenstromes der Senderöhre festgestellt wird, maximal. Nun sucht man durch Änderung der Frequenz z.B. die nächst kleinere Frequenz bei der sich Resonanzstellung ergibt. Bezeichnet man die erstgefundene Resonanzfrequenz mit  $f_n$ , die zweitgefundene mit  $f_{n-1}$ , so ergibt sich die Dicke  $d$  des Werkstückes aus der einfachen Beziehung:

$$d = \frac{V}{2(f_n - f_{n-1})},$$

wobei  $V$  = Schallgeschwindigkeit im betreffenden Medium.

2. – *Diskrete Fehler.* – Sollten sich in gewissen Fällen bei einer Prüfung unverständlich kleine Dickenanzeigen ergeben, so ist entweder die Wand an der betreffenden Stelle von innen her entsprechend ausgehöhlt oder die kleine, gemessene Dicke weist auf einen in der Wand eingeschlossenen diskreten



Fehler hin. Somit läßt sich das beschriebene Gerät auch zur Fehlerprüfung einsetzen, weshalb es in diesem Zusammenhang ausführlicher beschrieben wurde. Solche Geräte sind im Handel unter dem Namen Audigage und Reflectogage bekannt [6]. Das in Abb. 13 dargestellte Audigage ist für die wichtigsten technischen Materialien (Stahl, Messing, Aluminium, Kupfer, Nickel



Abb. 13. Audigage. Batteriebetriebenes Gerät mit akustischer Anzeige. Frequenzbereich: 1,9 – 2,8 MHz. Genauigkeit: 1% bei parallelen und polierten Oberflächen. (Angaben der Herstellerfirma).

und Glas) geeicht, sodaß man für diese Materialien  $d$  direkt am Instrument ablesen kann.

3. – *Homogenitätsprüfung.* – Geräte, die nach dem Resonanzprinzip arbeiten, lassen sich auch zur Homogenitätsprüfung heranziehen. Die Grundidee ist die, daß je inhomogener ein Prüfling ist, desto schlechter sich in ihm stehende Wellen ausbilden.

Bei Geräten mit akustischer Resonanzanzeige ließ sich zeigen, daß sich bei guten Prüflingen für mehrere aufeinanderfolgende ganzzahlige Harmonische eine scharfe Anzeige der Resonanz ergab, während bei schlechten, z.B. porösen Prüflingen die Resonanzanzeige entsprechend dem Porositätsgrad unschärfer und gegen höhere Frequenzen hin verschwommener wurde.

Es ist geplant, die akustische Anzeige durch eine optische mittelst K.O. zu ersetzen, da das Erinnerungsvermögen für einen akustischen Vergleich unzuverlässig ist und versagt.

Die Abszissenachse wird in Frequenzen geeicht, die Ordinatenachse in relativen Amplituden, d.h. z.B. in Stromaufnahme der Senderöhre.

Ein guter Prüfling (Testprüfling) liefert für jede Resonanzfrequenz einen bestimmten Amplitudenwert und ergibt so eine bestimmte Spitzenwertkurve. Ein schlechter Prüfling wird eine Spitzenwertkurve, die von derjenigen des



Testkörpers abweicht, liefern, wobei nicht nur eine allgemeine gleichmäßige Verkleinerung der Amplitudenwerte, sondern nach hohen Frequenzen hin abklingende Amplitudenwerte vermutet werden.

Der Vergleich der Spitzenwertkurven soll als Homogenitätsvergleich herangebildet werden.

# LITERATUR

- [1] R. V. BAUD: « Ultraschall im Materialprüfungswesen, geschichtliche Entwicklung in der Schweiz. », *Beilage Technik der Neuen Zürcher Zeitung* vom 2. Juli 1947.
- [2] R. V. BAUD: *Schweiz. Bauzeitung*, **66**. Nr. 14, 15 und 16 vom 3., 10. und 17. April 1949.
- [3] H. BÖMMEL und R. V. BAUD: *Zeitschr. f. Schweißtechnik*, **36**. Nr. 9 und 10, September und Oktober 1946.
- [4] R. V. BAUD: *Kongreßbericht der Erlangerer Ultraschall-Tagung* (Hirzel-Verlag, Zürich).
- [5] R. POHLMAN: *Schweiz. Bauzeitung*, **67**. Nr. 6, 5. Febr. 1949.
- [6] G. NORMAN BRANSON: *Electronics*, Jan. 1948,

## Utilisation des ultra-sons en acoustique architecturale.

F. CANAC

*Centre de Recherches Scientifiques Industrielles et Maritimes de Marseille.*

1. — Nous avons déjà signalé l'intérêt de l'emploi des ultra-sons en acoustique architecturale, en utilisant des maquettes des salles à étudier réduites à l'échelle  $1/n$  et des sons dont les longueurs d'onde sont réduites dans la même proportion.

L'avantage évident de la méthode est de pouvoir travailler avec des maquettes très petites (disons des réductions au centième) et de pouvoir éviter de les placer dans des chambres sans écho. Il suffit de les disposer dans la région centrale d'une grande salle dont les parois réfléchissantes sont à quelques mètres pour n'avoir à craindre aucun écho, les ultra-sons étant absorbés au bout de quelques mètres.

2. — La méthode exige cependant quelques précautions.

1) D'abord les maquettes doivent être d'une réduction scrupuleuse. Les parois doivent avoir des aspérités réduites suivant l'échelle choisie.

2) Les émetteurs et les récepteurs devront être aussi réduits que possible pour ne pas créer de perturbations dans le champ sonore.

3) Leurs positions devront être déterminées à une fraction de longueur d'onde près (disons  $1/10$ ) ce qui exclut l'emploi de trop grandes fréquences (fréquence utilisée: 75 000 Hz,  $\lambda = 4,5$  mm, précision des emplacements  $1/2$  mm).

4) On devra faire attention aux courants d'air. Un souffle de quelques mètres par seconde est l'équivalent d'un ouragan.

5) Les U.S. sont très rapidement absorbés par l'air et ne subissent pratiquement que peu de réflexions (une ou deux) au lieu de quelques dizaines dans le cas envisagé du théâtre d'Orange). Mais précisément dans ce cas les gradins créent une focalisation. En plaçant alors au foyer un émetteur dirigé dans le sens des rayons réfléchis, on peut séparer leur action de celle des rayons directs.

3. — Applications à l'étude de l'acoustique du Théâtre d'Orange.

## Quelques spectres de bruits ultra-sonores produits par des moteurs à hélice et à réaction fonctionnant au sol.

P. GROGNOT

*Centre d'Études de Biologie Aéronautique - Paris*

R. LEHMANN

*Centre National d'Études des Télécommunications - Paris*

De nombreuses recherches et mesures ont déjà été effectuées, relatives aux bruits produits par des moteurs d'avion, soit au banc d'essais, soit en vol, mais jusqu'à présent les spectres obtenus ne mentionnaient que les fréquences acoustiques audibles, celles qui étaient le plus nuisibles pour l'oreille et qui provoquaient, à plus ou moins brève échéance, une surdité très prononcée de l'aviateur ou du mécanicien travaillant au sol auprès des moteurs.

Cependant, il était bien évident, à priori, qu'un spectre de bruit comme celui de la fig. 1, que l'on arrêta volontairement à 12 000 Hz, spectre enregistré près d'un moteur à hélice sur son banc d'essais, aurait pu être prolongé au-delà de 12 000 Hz et devait vraisemblablement contenir, avec une plus ou moins forte intensité, des ultrasons de basse fréquence (jusqu'à 25 000 Hz) et peut-être même des ultrasons de fréquence plus élevée.

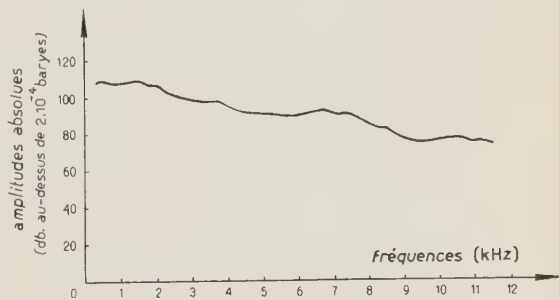


Fig. 1. — Analyse spectrale d'un bruit de moteur d'avion sur son banc d'essai près de l'hélice.

Il nous a paru intéressant de vérifier cette hypothèse, car du point de vue technique et aussi du point de vue physio-pathologique, l'existence d'ultrasons dans les bruits émis par des moteurs à hélice ou à réaction pourrait avoir une importance que l'on soupçonne et que l'on voudrait préciser: résistance

des matériaux, tels que l'acier, l'aluminium, le magnésium et autres alliages aux ultra-sons; nocivité des ultra-sons sur la physiopathologie humaine.

Nous voulons simplement, dans ce travail, présenter quelques spectres ultra-sonores obtenus à l'aide d'un analyseur de fréquence à battements, à

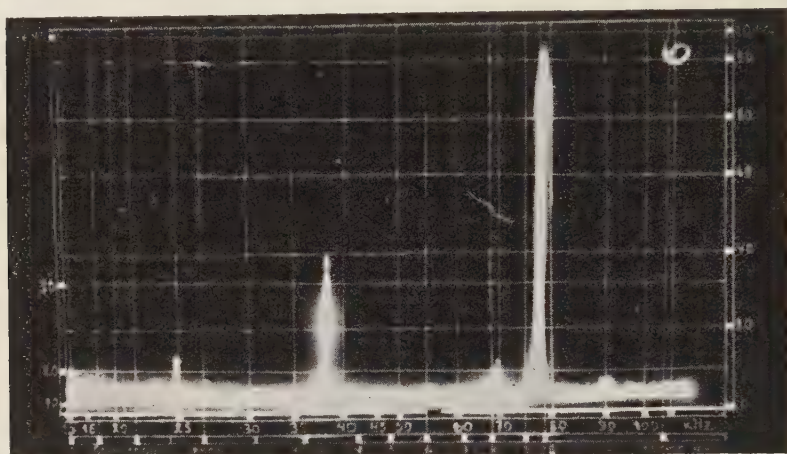


Fig. 2. — Enregistrement des U.S. fournis par un sifflet de Hartmann. U.S. de fréquences 38 000 et 78 000 Hz fournis par un sifflet de Hartman à l'aide d'une buse et d'un miroir calibrés (distant l'un de l'autre d'une valeur constante); sous un jet d'air de 4 kg de pression.

fonctionnement automatique et à grande sélectivité [1], dont une description très succincte est donnée dans le rapport présenté par MM. CHAVASSE et LEHMANN.

Tous les spectres enregistrés ont été relevés au sol, soit près d'un moteur à hélice, soit près d'un pulso-réacteur, soit près d'un turbo-réacteur, soit près d'un avion à réaction.

Afin de donner une idée de la forme des enregistrements fournis par l'appareil utilisé, la fig. 2 montre des ultra-sons engendrés par un sifflet de Hartmann, produisant des fréquences de 38 et 78 kHz: le jet d'air alimentant le sifflet avait une pression de 4 kg.

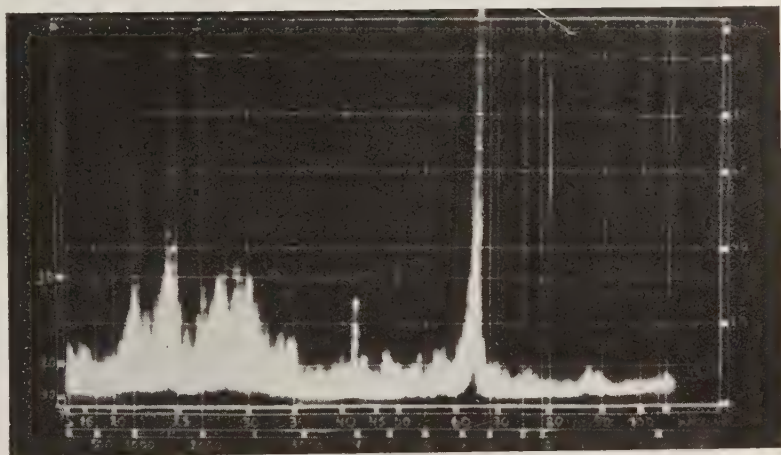
### Moteur à hélice au banc d'essais.

Le moteur était très fortement fixé sur son banc d'essais. La fig. 3 A) montre les ultra-sons obtenus pour une vitesse de rotation de 2 400 t/m (fréquence principale: 65 kHz). La fig. 3 B) est relative au même moteur

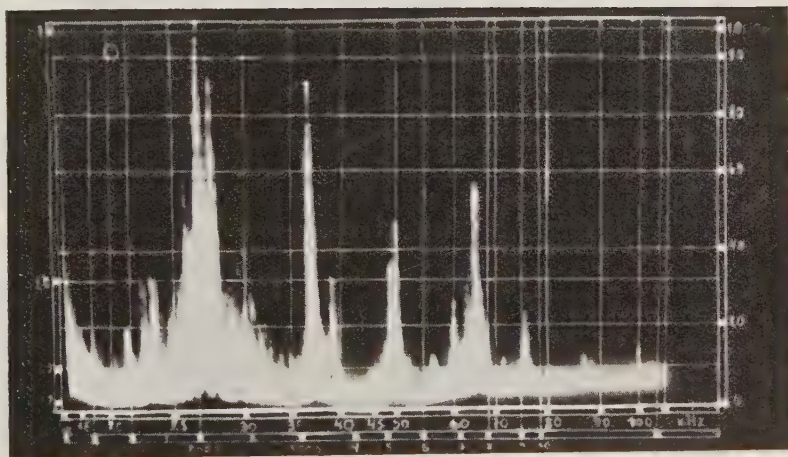


tournant à 3 000 t.m. Des ultra-sons de fréquences 26, 26.5, 37 et 48 kHz apparaissent, tandis que la fréquence précédemment obtenue de 65 kHz est affaiblie.

Dans ces deux essais, le microphone était placé à 3 mètres environ de l'axe du moteur et à 1 mètre au-dessous, dans le plan de l'hélice.



A)

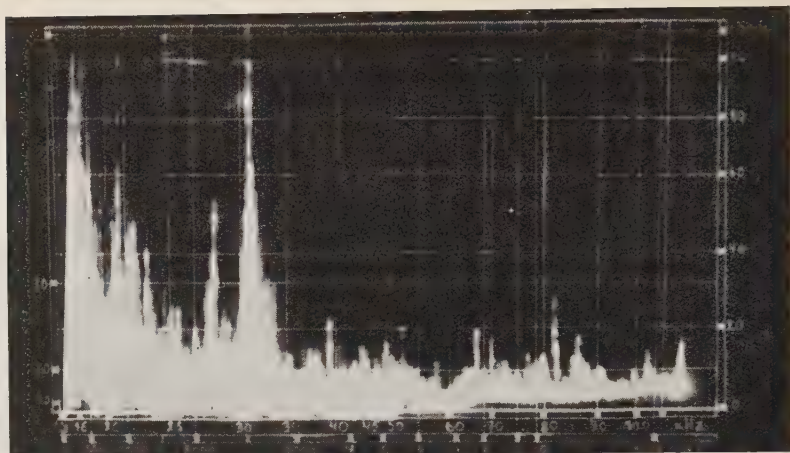


B)

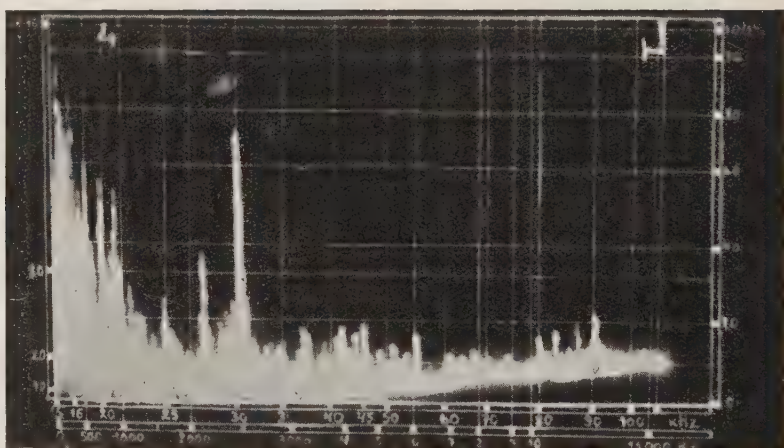
Fig. 3. — Enregistrement des ultra-sons émis par un moteur à hélice au banc d'essai obtenu à 3 m du plan de l'hélice et à 90° par rapport à l'axe du moteur. A) U.S. de 65 000 Hz recueillis dans l'air, dans le banc d'essai, provenant d'un « moteur 24 H » tournant à 2 400 t/min. B) U.S. recueillis dans l'air, provenant du même moteur, placé dans les mêmes conditions mais, tournant à 3 000 t/min. L'U.S. de 65 000 Hz subsiste, moins intense, mais apparaissent des U.S. de: 26 000, 26 500, 37 000 et 48 000 Hz.



A) U.S. recueillis sur le sol, à la hauteur de la bouche du pulso-réacteur, de fréquences 21, 28 et 32 kHz et d'intensité différente.



B) U.S. recueillis sur un tuyau (caoutchouc et armature métallique) à 8 m du pulso-réacteur. Noter que les fréquences sont les mêmes qu'en A, mais d'intensité moindre.



C) U.S. recueilli dans l'air à 3 m de la bouche du pulso-réacteur et latéralement. Les U.S. de fréquences 28 et 32 kHz ont encore été décelés, mais apparaît un U.S. de fréquence 72 kHz.

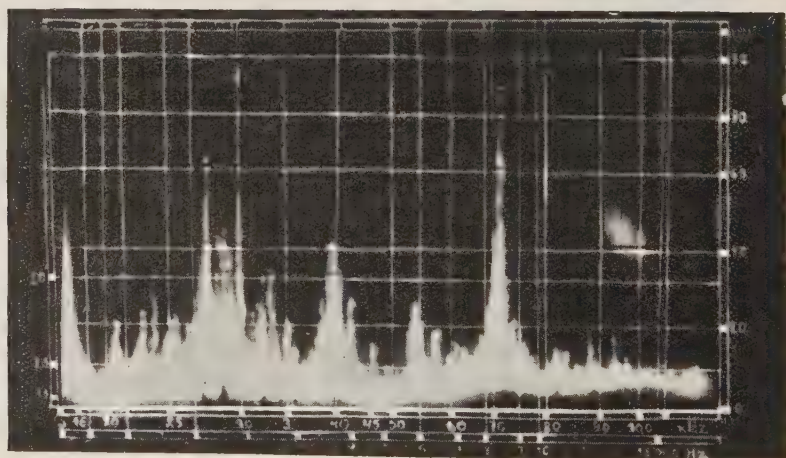
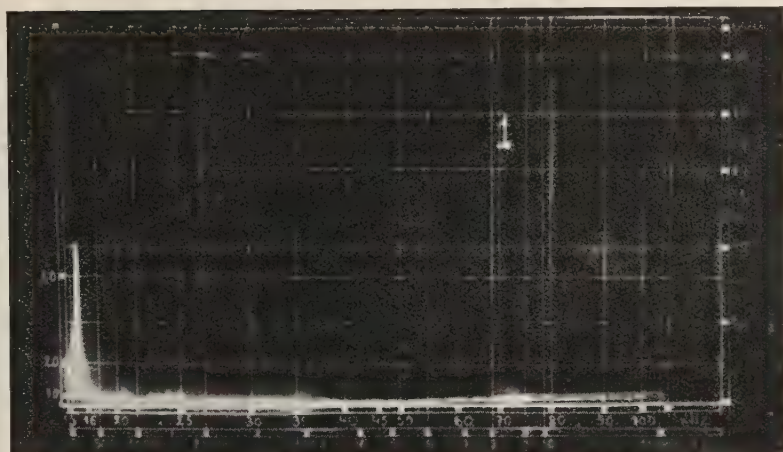
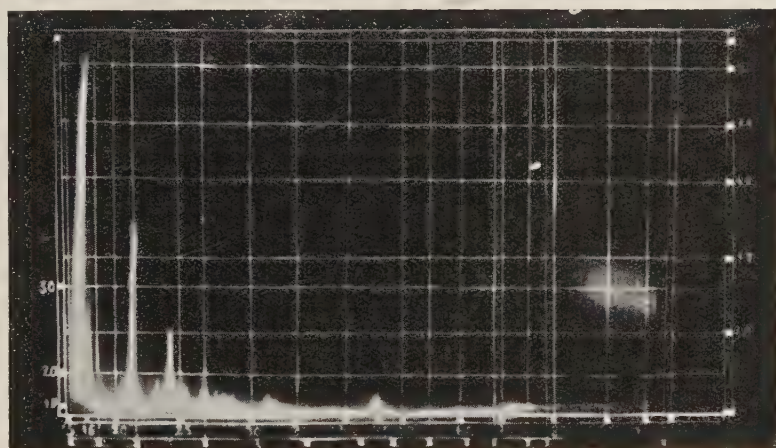


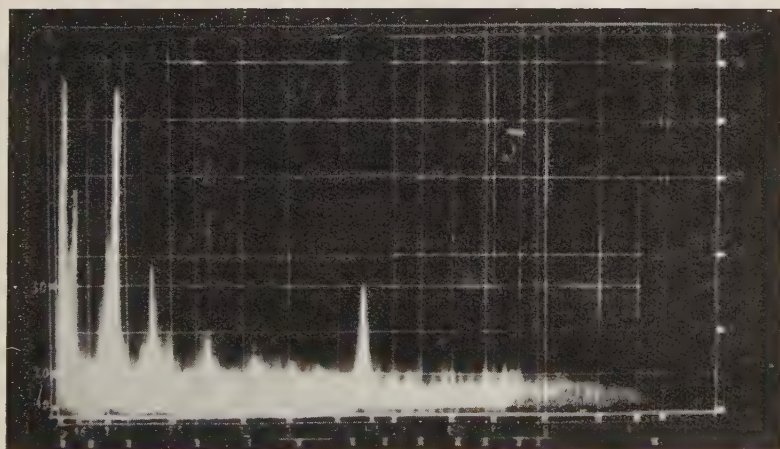
Fig. 5. - Enregistrement des ultra-sons émis par un pulso-réacteur au banc d'essai.



A) U.S. d'une fréquence 16 kHz à 2 500 t/min.



B) U.S. de fréquences 16 22 et 25 kHz, à 5 600 t/min.



C) U.S. de fréquences 16, 22, 25 et 45 kHz à 11 000 t/min.

Fig. 5. — Enregistrement des ultra-sons émis par un turbo-réacteur au banc d'essai obtenu à 3 m de la buse d'entrée d'air et à 90° par rapport à l'axe du turbo-réacteur.



### **Pulso-réacteur au banc d'essais.**

La fig. 4 A) montre les ultra-sons recueillis au contact du sol, à la hauteur de la bouche du pulso-réacteur. Les fréquences obtenues sont de l'ordre de 21, 28 et 32 kHz.

La fig. 4 B) met en évidence les ultra-sons recueillis sur le sol à 8 mètres du pulso-réacteur, par l'intermédiaire d'un tuyau semirigide (caoutchouc et gaine métallique). Les fréquences sont les mêmes que dans la fig. 4 A), mais les amplitudes sont plus faibles.

Dans la fig. 4 C), les ultra-sons sont captés, dans l'air, à 3 mètres de la bouche du pulso-réacteur et latéralement à cette bouche. Les fréquences de 28 et 32 kHz subsistent, mais apparaît un nouvel ultra-son de fréquence 72 kHz environ.

### **Turbo-réacteur au banc d'essais.**

La fig. 5 A) montre un son de 16 000 Hz, donné par le turbo-réacteur tournant à 2 500 t/m. Lorsque la vitesse de rotation atteint 5 600 t/m, apparaissent deux ultra-sons très purs de 22 et 25 kHz fig. 5 B); à 11 000 t/m, apparaît un nouvel ultra-son de fréquence 45 kHz fig. 5 C).

Il est intéressant de remarquer que les fréquences sonores et ultra-sonores émises par cet appareil sont très pures et ne semblent contenir, ni harmoniques, ni partiels importants.

Dans ces trois essais, le microphone était placé à 3 mètres environ et à 90° de la buse d'entrée du turbo-réacteur.

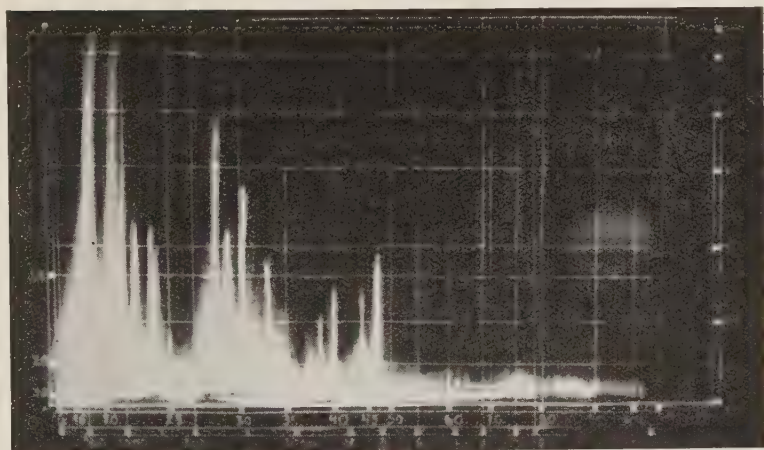
### **Avion à réaction au point fixe.**

L'avion qui a été utilisé comme source sonore était décaréné, ce qui revient à dire que le turbo-réacteur était à nu, en position de révision mécanique. La fig. 6 A) met en évidence 3 séries d'ultra-sons:

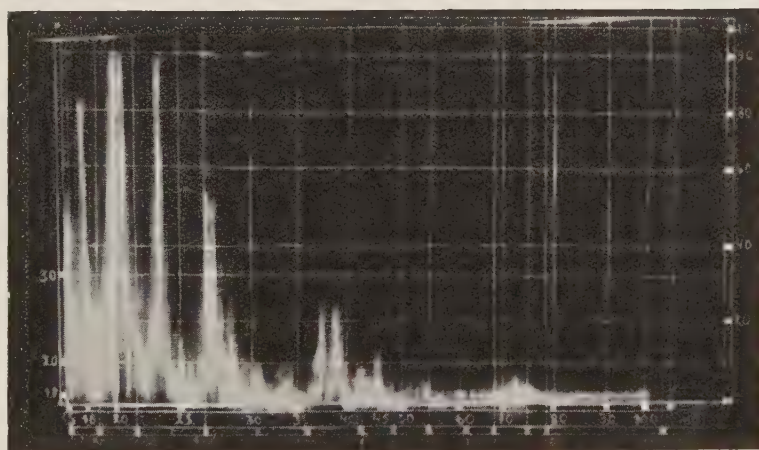
- des ultra-sons de forte amplitude à 16, 20,5 et 27 kHz,
- des ultra-sons de plus faible amplitude à 22, 23, 28, 30 et 46 kHz,
- des ultra-sons de faible intensité à 33,5, 38, 40 et 45 kHz.

Dans cette mesure, le microphone était disposé à 45° et à 2 mètres de l'axe de la buse.

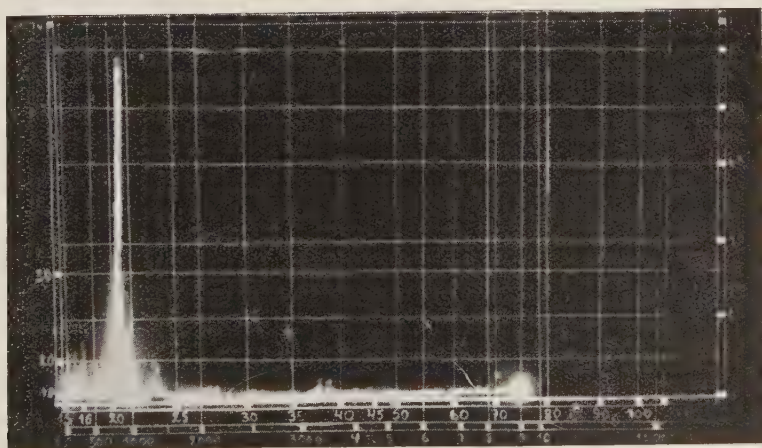
Lorsque le microphone est placé sous la carlingue, entre les roues, les fréquences 23 et 27 kHz sont renforcés, alors que les fréquences les plus élevées se trouvent affaiblies fig. 6 B). Au contraire, quand le microphone est



A) U.S. recueillis à 45° par rapport à l'axe de la buse d'entrée d'air et à 2 m de celle-ci, de fréquence 16, 20,5 et 27 kHz, de forte intensité; d'U.S. de 22, 23, 28, 30 et 46 kHz, d'intensité moindre; puis d'U.S. de 33, 38, 40 et 45 kHz, d'intensité encore moindre.



B) U.S. recueillis en-dessous de la carlingue, entre les roues. L'on retrouve les U.S. de 16, 20,5, 27 et 40 kHz, semblables à ceux de l'enregistrement A; puis ceux de 23 et 27 kHz renforcés.



C) U.S. recueillis à 1,50 m au-dessus et dans l'axe du turbo-réacteur. Un seul U.S. subsiste de 20,5 kHz, d'intensité égale à celui recueilli entre les roues.

Fig. 6. Enregistrement des ultra-sons émis par un avion à réaction (au point fixe).

situé dans l'axe du turbo-réacteur, à 1,50 m au-dessus environ, seule la fréquence 20,5 kHz apparaît fig. 6 C). L'analyse de ces trois figures semble mettre assez nettement en évidence, ce qui d'ailleurs s'explique bien physiquement, une très forte directivité dans la propagation des ultra-sons, ceux-ci étant particulièrement nombreux et intenses près de la buse d'aspiration de l'air.

### Conclusions.

L'hypothèse directrice de ces essais s'est trouvée pleinement confirmée, puisque l'on a obtenu, dans tous les cas, des ultra-sons de forte intensité. Il est cependant intéressant de noter que la fréquence ne dépasse que très rarement 50 kHz, ce qui explique, d'ailleurs en partie, la forte intensité ultrasonore obtenue en des points relativement éloignés des moteurs (quelques mètres).

Il nous semble donc maintenant qu'il serait utile de rechercher, en laboratoire, avec précision, les effets physiologiques ou physio-pathologiques possibles sur l'organisme des individus, soumis à de tels ultra-sons. L'intérêt médical de semblables recherches est évident, car certains troubles constatés chez l'aviateur ou chez le personnel mécanicien travaillant au banc d'essais, sont encore mal expliqués. Ces troubles trouveraient peut-être leurs origines dans l'exposition totale prolongée et répétée de l'organisme humain à des ultra-sons d'une intensité particulièrement forte, par rapport à celle des ultra-sons que l'on rencontre dans la nature et dans la vie courante.

### BIBLIOGRAPHIE

- [1] L. PIMONOW: *Ann. des Télécommunications*, 4, n. 7 (1949).



## Le contrôle de l'imprégnation des matériaux feuilletés à l'aide des ultra-sons.

G. A. HOMES

*Faculté Polytechnique de Mons - Université Libre de Bruxelles*

I. H. OTS

*Chef de la Section Ultrasons des A.C.E.C.*

Les matériaux feuilletés, et notamment les isolants du type papiers, toiles ou bois bakélisés, comptaient parmi les rares matériaux échappant encore à tout contrôle non destructif systématique de leur qualité. Il en résultait d'ailleurs pas mal d'ennuis pour les utilisateurs, principalement en constructions électriques (transformateurs, disjoncteurs, etc.).

Les défauts présents dans ces isolants sont, ainsi que le montrent les examens destructifs:

a) soit de petites inclusions métalliques ayant pénétré accidentellement dans le matériau au cours de sa fabrication, auquel cas la radioscopie par rayons X s'impose pour leur détection.

b) soit des fissures, soufflettes, décollements, manque d'imprégnation ou de polymérisation. Ce sont ces défauts que nous nous sommes proposés de déceler. Comme certains d'entre-eux sont du type « sans épaisseur », seuls les ultra-sons sont susceptibles de résoudre le problème.

La présente étude a donc pour but de déterminer les possibilités et la valeur d'un contrôle ultrasonore de ces matériaux.

La constitution physique hétérogène de ceux-ci nécessite l'emploi de la méthode de contrôle procédant par la mesure de l'intensité ultrasonore, plutôt que par des mesures de temps de parcours et de mise en résonance.

Il faudra de plus effectuer les mesures par transparence, à l'exclusion de la réflexion, pour laquelle l'énergie ultrasonore a tendance à ne se transmettre qu'au travers des premières couches.

L'emploi des appareils Ultrasonels, construits par les Ateliers des Constructions Électriques de Charleroi, était donc tout indiqué (fig. 1).

Envisageons comme à la fig. 2 les principales structures macrographiques que l'on peut trouver dans les isolants feuilletés, et estimons les ordres de grandeur de leurs transparences ultrasonores rapportées à celle de la résine



Fig. 1. — Appareils Ultrasonels pour le controle ultrasonore.

d'imprégnation pure complètement polymérisée (fragment 2). Dans pareille matière, la portée des ultrasons se chiffre par dizaines de mètres; si bien que pour des épaisseurs normales, nous pourrions considérer la transparence indépendante de l'épaisseur: le fragment 1, identique au fragment 2, mais d'épaisseur moitié moindre, aura une transparence voisine de 1000 également.

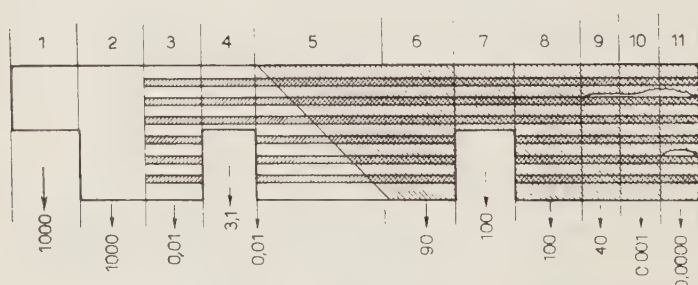


Fig. 2.

Le fragment 3 est le type du matériau feuilleté. Il est composé d'une série de plaques destinées à former l'armature du matériau, à lui donner sa résistance; ces plaques sont réunies, collées, agglomérées par des couches successives de résine polymérisée. Pour peu que les impédances acoustiques (produit de la masse spécifique par la vitesse de propagation du son dans le milieu) soient différentes, les ultrasons ne franchiront chaque surface de séparation résine-armature ou armature-résine que moyennant une perte d'intensité d'autant plus grande que les dites impédances acoustiques différeront.

Il s'en suivra une chute d'intensité exponentielle tout au long du parcours.

Si la structure du matériau est régulière, tout se passera comme si celui-ci avait un coefficient d'absorption des ultra-sons très élevé: la transparence variera exponentiellement avec l'épaisseur et sera généralement très faible.

Pour le fragment 3, nous n'aurons par exemple qu'une transparence de 0,01. Pour une épaisseur moitié moindre, ce qui est le cas du fragment 4, la transparence remonterait vers 3.

En général nous devons donc nous attendre à ce que les matériaux feuillets soient très opaques aux ultrasons, d'autant plus opaques qu'ils seront épais. Au point même de pouvoir rendre tout contrôle impossible.

Heureusement, les matériaux isolants feuillets dont nous nous occupons ne répondent pas tout-à-fait au schéma contrasté que nous en avons fait au fragment 3. La matière de l'armature est généralement fibreuse, cellulosique, plus ou moins perméable: ce sera, par exemple, de la toile, du papier, du bois. Lors de la fabrication, elle se laissera plus ou moins imprégner de résine avant la polymérisation. Si l'imprégnation est totale, ce qui est désirable pour obtenir un bon isolant, l'impédance acoustique de l'armature imprégnée sera à peu près identique à celle de la substance imprégnante. Les pertes d'intensité ultrasonore par réflexion à chaque traversée d'une armature deviendront très faibles et la transparence du fragment 6 remontera vers 90 par exemple. L'absorption apparente des ultra-sons sera beaucoup plus faible. Le fragment 5 nous montre clairement que nous pourrions suivre le degré d'imprégnation de l'armature par la résine en nous fiant à la variation de la transparence de 0,01 à 90. Toute autre chose égale d'ailleurs, la transparence ultrasonore d'un isolant feuilleté nous renseignera immédiatement sur son degré d'imprégnation et donc sur sa qualité. Quelles sont les variations de la transparence ultrasonore d'un échantillon convenablement imprégné dues à une variation de son épaisseur? Elles sont déterminées par la valeur du coefficient d'absorption apparent des ultra-sons dans l'échantillon envisagé.

Dans le fragment 6, la valeur de ce coefficient est intermédiaire entre celles des fragments 2 et 3. Ainsi, le fragment 7, de constitution identique au fragment 6 mais d'épaisseur moitié, verra sa transparence augmenter légèrement, jusqu'à 100 par exemple. Remarquons qu'une surépaisseur de résine agglomérante, schématisée au fragment 8, n'aura pour ainsi dire pas d'influence.

Abordons maintenant le cas de défauts tels que fissures, poches d'air, manque d'adhérence entre couches, qui sont les défauts les plus fréquents dans les isolants à structure feuilletée.

Le manque d'adhérence crée une fissure qui, fût-elle sans épaisseur entraîne une chute radicale de la transparence ultrasonore. Ainsi, une fissure d'un micron d'épaisseur dans une matière telle que celle du fragment 6, ferait tomber la transparence à 40 (cas du fragment 9). Pour cinq microns d'épaisseur, la trans-

parence ne serait déjà plus que de 1, pour tomber très rapidement à 0,01 au-delà du centième de millimètre d'épaisseur, ce qui est schématisé au fragment 10.

Une succession de fissures, comme schématisée au fragment 11, entraîne évidemment rapidement une opacité complète aux ultrasons.

Ceci est la justification des remarques suivantes, effectivement constatées:

1) Les isolants feuilletés présentent souvent des variations de transparence ultrasonore très importantes d'un type à l'autre.

2) Dans un même type d'isolant, vu l'extrême sensibilité des ultrasons, nous trouvons des variations assez importantes de la transparence, qui ont une signification physique certaine au point de vue structure, mais ne signifient peut-être pas toujours de mauvaises propriétés isolantes.

3) Enfin, dans un même type d'isolant, tout défaut mécanique tel que décollement ou fissure se traduira par une diminution très importante de la transparence.

Voici maintenant la relation de quelques essais caractéristiques que nous extrayons des nombreux essais systématiques effectués.

Un grand tube de papier bakérisé d'un mètre de diamètre fut choisi, après contrôle ultrasonore, parce que présentant une zone de transparence nulle.

Lors des essais de mise sous tensions, l'arc électrique jaillit au travers de l'isolant, précisément à l'endroit opaque aux ultrasons. Ceci semble bien indiquer une corrélation entre les propriétés d'isolement et la transparence aux ultrasons.

La corrélation entre la transparence ultrasonore et la présence de fissures dans l'isolant fut nettement mise en évidence, notamment dans le

cas d'un tube de toile bakérisée de 8 cm de diamètre, qui présentait une opacité sur une génératrice. L'examen macrographique de la section révéla un manque d'adhérence d'une couche à l'autre, à cet endroit.

La fig. 3 nous montre une photo du tube avec un dispositif simple de solidarisation des palpeurs employés pour faire les mesures.

Abordons maintenant un autre type d'hétérogénéité: un changement

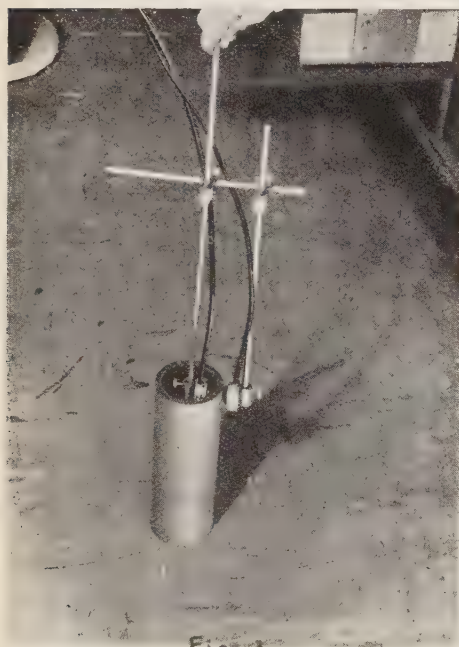


Fig. 3.



d'orientation dans les couches support, en provenance directe du mode de fabrication du tube. La fig. 4 nous montre un curieux diagramme polaire de la transparence ultrasonore d'une section d'un tube de toile bakélisée de 75 mm de diamètre, de bonne qualité. La macrographie de la section nous donna l'explication des quatre vallées orthogonales dans le diagramme, dues à quatre replis des couches reflétant le processus de fabrication.

La fig. 5 nous montre deux diagrammes polaires relevés sur un tube d'aspect identique au précédent, mais s'étant révélé défectueux à l'emploi (claquage).

Un contrôle ultrasonore sommaire aurait conclu au rebut de ce tube: transparence aux ultrasons en moyenne 10 fois plus faible que l'autre; diagrammes polaires irréguliers et non

Diagrammes polaires donnant la transparence ultrasonore de diverses sections de tubes.

Tube de bonne qualité. Tube de mauvaise qualité.

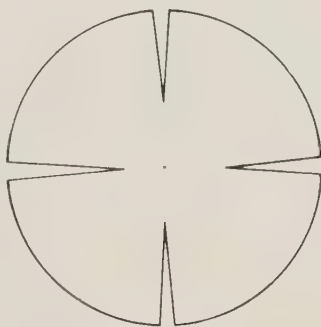
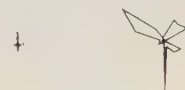


Fig. 4.



Diagrammes polaires agrandis 4 fois.

Fig. 5.



Fig. 6.

conformes indiquant nettement une imprégnation insuffisante et une forte hétérogénéité.

La fig. 6 nous montre la façon très simple dont ces diagrammes ont été relevés en laboratoire.

La fig. 7 nous montre un défaut qui, quoique très important, pouvait passer inaperçu jusqu'à présent, alors que par ultrasons, sa détection est immédiate, entraînant une opacité totale aux ultrasons.

Des essais sur plaques de bois imprégné, permirent de déceler les endroits

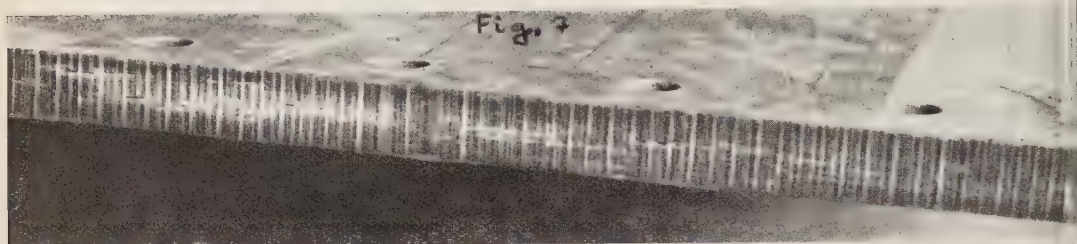


Fig. 7.

où l'imprégnation était insuffisante, ce qui fut confirmé par l'examen de la tranche.

Des essais systématiques effectués, dont nous venons de décrire les plus caractéristiques, se dégagent les conclusions suivantes:

1) La transparence ultrasonore moyenne d'un type déterminé de matériau isolant feuilleté est en rapport avec ses qualités d'isolement.

2) Les matériaux feuilletés de bonne qualité, correctement élaborés, ont une transparence ultrasonore variant très peu d'un point à l'autre de l'échantillon.

3) Le moindre décollement, si faible que soit son épaisseur, entraîne une chute importante de la transparence ultrasonore.

4) Tout changement de structure de l'isolant, fut-ce un changement dans l'orientation des couches support, se trouve révélé par la transparence ultrasonore.

5) Le procédé de fabrication de l'isolant a des répercussions profondes sur sa structure, répercussions qui peuvent se déceler par les ultrasons.

6) Les défauts les plus importants quant au pouvoir d'isolement de ces matériaux entraînent une diminution de la transparence ultrasonore d'un tout autre ordre de grandeur que celle causée par des anomalies structurales, ce qui facilite grandement le diagnostic.

En pratique industrielle, le contrôle ultrasonore des matériaux isolants en plaques et en tubes peut se faire très facilement, ainsi qu'en témoigne la fig. 8; L'automatisation complète du contrôle est même possible.

Signalons pour terminer, que cette méthode de contrôle est actuellement entrée dans la pratique courante industrielle de certaines firmes belges, avec

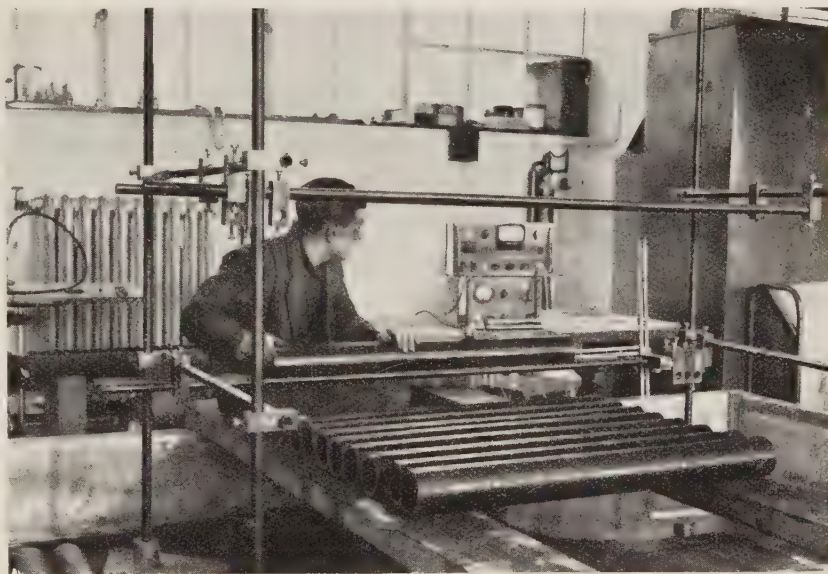


Fig. 8.

comme avantages une meilleure qualité, une sécurité accrue et une diminution sensible du prix de revient, dû à la possibilité d'éliminer, dès le début du cycle de fabrication, les matériaux défectueux.

## An Improved Design of High $Q$ Magnetostriction Oscillator for Use in Acoustic Interferometer Measurements.

J. J. KNIGHT

*Physics Department Imperial College - London*

In designing an acoustic interferometer system it is essential that the acoustic transducer should respond to the small changes in acoustic impedance of the gas column when the reflecting piston is moved.

The highly resonant system required for this purpose differs markedly from the transducer used in location devices where a high efficiency of conversion between acoustic and electrical energy is the paramount consideration. In choosing a material for the purpose in hand it was desirable to use one of low damping and so following the experience of previous investigators IDE (1931), HALL (1938) and others Monel metal rods, clamped at the centre, were tried. It should be noted that HALL constructed a very selective band-pass filter with a  $Q$  of 10 000 using a monel rod working at what he termed an « optimum » polarising field. It appears that this field was chosen to be the one giving maximum amplitude of oscillation but the author's experiments show that a much smaller damping results if the polarising field is increased beyond this to the point where the monel metal approaches saturation. The highest values for  $Q$  so far reported are 12 000 and 16 000 respectively for Alnico and Cobalt by STREET and WOOLLEY (1948). Monel metal suffers from the disadvantage of a very low Curie point, between 80 to 100 °C depending upon composition, which would suggest a strong temperature dependence upon magnetic properties at room temperature thus requiring the use of a constant temperature enclosure, if high stability of performance is required. Experiments were therefore conducted with some other materials such as Rho-metal, Mu-metal etc., and these being obtained in strip form a technique was developed for constructing laminated bars using bake-lite cement as the binding agent. After baking these elements were sufficiently well formed to permit careful machine-finishing, a procedure which lessens the surface viscous losses as found by previous workers e.g. WEGEL and WALTHER (1935). The author himself has confirmed this effect in the present



work, for it was found that the presence of a small amount of foreign matter on the smooth surface of an oscillating monel rod flattened its resonance curve considerably. Monel laminated bars were found to be superior to similar bars of Rho-metal, Mu-metal or Nickel and a still greater improvement resulted from the use of tubes. Finally perfectly-machined monel rods with truly planar ends accurately perpendicular to the length of the rod were shown to possess a still higher  $Q$ . It would thus appear that the advantages of reduced eddy current and hysteresis losses accruing from the use of a split tube do not compensate for the inability to obtain an accurately formed specimen.

The use of a monel metal rod, accurately machined, having been decided upon, the damping at the central support of the vibrating rod was the next factor to be investigated. The minimum energy loss in the support was found to occur when the rod was lightly held at the central node by a small washer

of soft rubber fitting into a rigid brass diaphragm (Fig. 1). Such a mounting allowed the radial motion, which accompanies the longitudinal oscillations, to take place with only little damping.

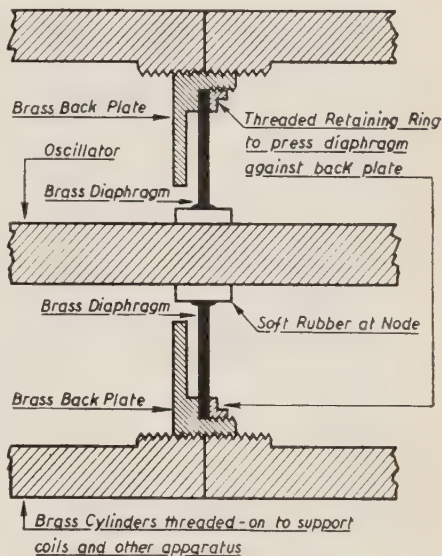


Fig. 1.

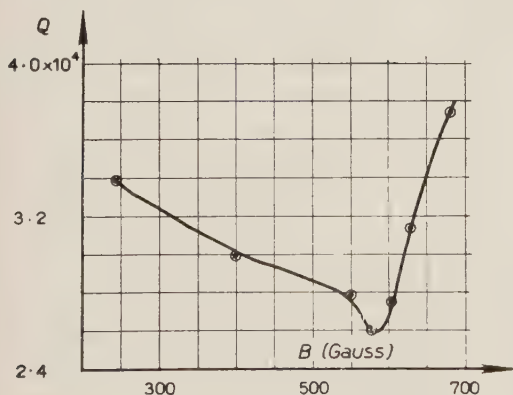


Fig. 2.

corresponds to that given by WILLIAMS *et al.* (1941) for 68 Permalloy annealed in hydrogen and then slowly cooled. It is seen that 38 000 was the highest

value of  $Q$  obtained by the author although the graph suggests that still larger  $Q$ 's would result from using bigger polarising fields.

#### Note re use of a half-wave length acoustic transformer.

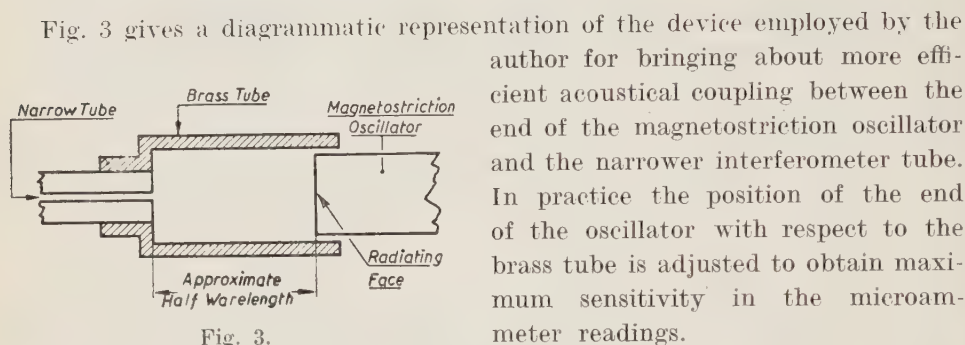


Fig. 3 gives a diagrammatic representation of the device employed by the author for bringing about more efficient acoustical coupling between the end of the magnetostriction oscillator and the narrower interferometer tube. In practice the position of the end of the oscillator with respect to the brass tube is adjusted to obtain maximum sensitivity in the microammeter readings.

#### A note on the measurement of the $Q$ of magnetostriction oscillators.

Two methods were used; the first, which followed the usual procedure of determining the width of the resonance curve when the specimen is excited by a variable frequency source, was employed in the earlier experiments. In the later work however the bandwidths were less than 1 Hz and so a method of observing the rate of decay of the free oscillations of the system was evolved. In both methods the magnetostriction element was supported at its centre, with driving and pick-up coils situated on opposite halves. These coils were mutually screened from each other as well as from a larger diameter coil covering the whole length of the specimen and carrying the polarising current supplied by a steady d.c. source. The alternating magnetic field was obtained from a variable frequency oscillator connected in series with the driving coil and a high resistance. The magnetostriction strain amplitude was measured by the e.m.f. induced in the pick-up coil, and this e.m.f. after amplification was expressed in terms of the deflection of the cathode beam on the screen of a cathode ray oscillograph. Incidentally it should be mentioned that on clamping the ends of the specimen the induced e.m.f. was found to be less than one per cent of the value obtained when the element was oscillating at resonance, thus indicating that the electromagnetic coupling through the specimen could be neglected.

In the second method of measuring the damping, the free oscillations of the bar (following the removal of the applied alternating field) were recorded by photographing the cathode-ray tube trace which resulted from the appli-

cation of the induced e.m.f. from the pick-up coil. A very slow speed, single sweep, time-base was required for the purpose of showing the gradual diminution of amplitude and a 10 Hz timing wave, derived from a stable lowfrequency phase-shift oscillator, was superposed on each photographic plate by means of a second exposure. Furthermore the high  $Q$  of these magnetostrictive elements rendered it necessary to have a fine frequency adjustment in order to drive the bar at its exact resonance.

If  $A_m$  and  $A_{m+n}$  are respectively the  $m$ th and  $(m+n)$ th amplitudes where  $n = f_0 t$ ,  $f_0$  being the resonant frequency and  $t$  the time in seconds, it follows that  $Q = \Pi f_0 / \Phi$ , where  $\Phi$  is  $2.303 \times \text{slope of } [(\log_{10} A), t]$  curve (see Fig. 4).

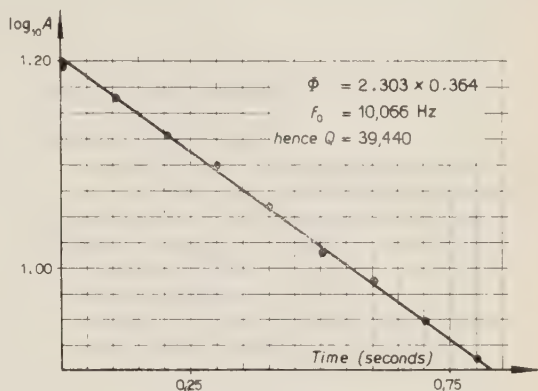


Fig. 4.

## REFERENCES

- H. H. HALL: *Proc. Inst. Radio Eng.*, **21**, 1328 (1933).  
 J. M. IDE: *Proc. Inst. Radio Eng.*, **19**, 1216, (1931).  
 R. STREET and J. C. WOOLLEY: *Proc. Phys. Soc.*, **61**, 391 (1948).  
 R. L. WEGEL and H. WALTHER: *Physics*, **6**, 141 (1935).  
 H. J. WILLIAMS, R. M. BOZORTH and H. CHRISTENSEN: *Phys. Rev.*, **59**, 1005 (1941).

## A propos de nouveaux générateurs d'ultrasons à usages médicaux.

I. H. OTS

*Centre de Recherches Électroniques et Nucléoniques des A.C.E.C. - Charleroi*

Un des générateurs d'ultrasons à usage médical mis sur le marché par les Ateliers de Constructions Électriques de Charleroi, le Thérasonel type UMC

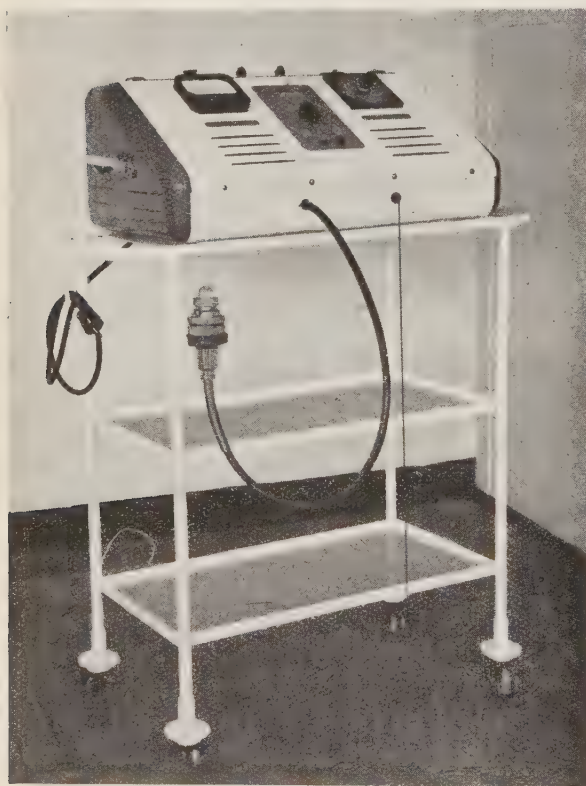


Fig. 1.

(fig. 1) présente, en plus des caractéristiques courantes pour ce genre d'appareil, la possibilité d'émettre des ultrasons à un rythme pulsé, réglable à volonté.

En fonctionnement normal (fig. 2), le générateur émet une intensité ultrasonore

$$I_n = \frac{dP_N}{dS},$$

constante dans le temps, d'où une certaine puissance ultra-acoustique  $P_N$  émise, également constante dans le temps.

En fonctionnement pulsé, l'émission est fractionnée en une succession de périodes actives et de périodes inactives, réglables indépendamment l'une



de l'autre de 0,3 à 30 s. Il s'en suit une intensité ultrasonore instantanée  $I_P$ , de crête, largement supérieure à l'intensité moyenne  $I'_P$  dans le temps, déduite de la puissance moyenne  $P'_P$  mesurée par les méthodes calorimétriques. Cela ressort clairement de la fig. 3, déduite de la fig. 2 en supposant  $P_N = P'_P$ .

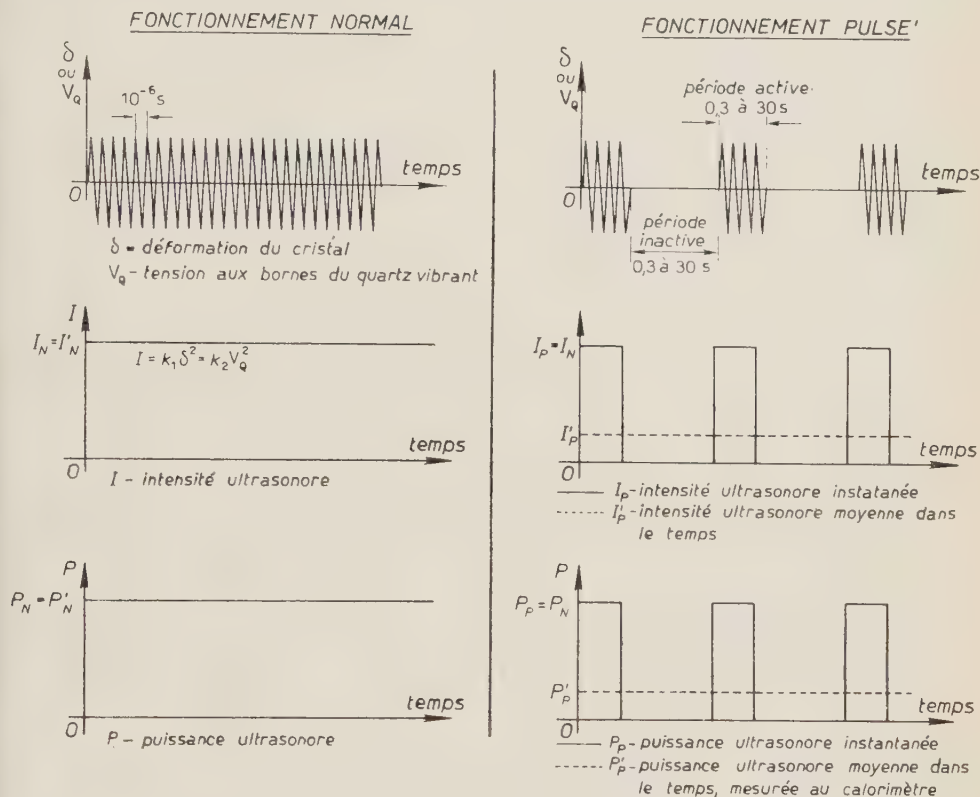


Fig. 2.

Par exemple, avec le Thérasonel UMC, il est possible de réaliser de très fortes intensités, de l'ordre de 24 W/cm<sup>2</sup> (avec une surface radiante de 5 cm<sup>2</sup>), soit une puissance ultrasonore de crête de 120 W, avec une puissance moyenne ne dépassant pas 30 W.

Or, dans l'état actuel de nos connaissances, les effets des ultra-sons sur la matière — tant inerte que vivante — peuvent être classés en deux catégories:

a) Effets résultant d'une action thermique; dans ce cas c'est la puissance moyenne  $P'$  dans le temps qui importe, et non l'intensité instantanée.

b) Effets résultant d'une action mécanique; dans ce cas il importe de dépasser une intensité ultrasonore de seuil en dessous de laquelle aucune action de ce genre n'apparaît.

Bien entendu, ces deux actions peuvent parfois coexister.

Selon la maladie traitée par ultrasonothérapie, ces deux modes d'action peuvent être recherchés, séparément ou conjointement.

Il semble notamment que dans certains cas (par exemple lorsque l'on

### POUR UNE MÊME PUISSANCE MOYENNE ÉMISE

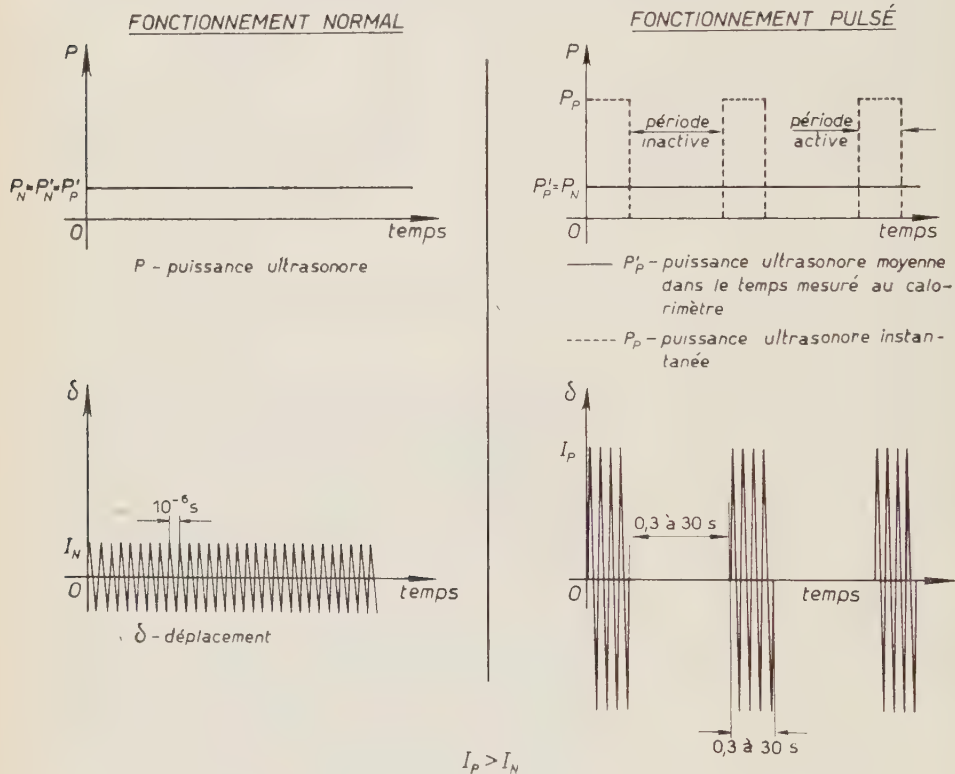


Fig. 3.

recherche la destruction de cellules nuisibles) ce soit l'effet  $b$  qui soit utile, alors que l'effet  $a$  peut être dangereux (produisant une prolifération au lieu d'une destruction). L'emploi d'ultrasons permettant d'avoir une grande intensité instantanée (effet  $b$  important) pour une très faible puissance moyenne (effet  $a$  nul ou négligeable), est alors tout indiqué.

Remarquons d'ailleurs que, dans le cas que nous venons d'envisager, il importe de dépasser nettement l'intensité de seuil. En effet, les conditions de contact, etc., peuvent réduire considérablement l'intensité réelle dans le corps irradié, par rapport à la valeur supposée.

Ceci montre qu'un générateur d'ultrasons donnant au choix, soit des ultra-

sons continus, soit des ultrasons pulsés, augmente nettement les possibilités de l'ultrasonothérapie ainsi que l'efficacité et la sécurité du traitement.

Un autre avantage constaté avec une émission ultrasonore pulsée est la diminution notable de la sensation de douleur provoquée par une intensité ultrasonore  $I$  donnée.

Résumons-nous quant à l'intérêt d'utiliser en thérapie une émission ultrasonore pulsée:

1) Dans le cas où l'on recherche une action thermique, il n'y a aucun intérêt préférentiel; au contraire, il s'en suit une plus grande difficulté de réalisation du générateur si l'on travaille à puissance moyenne constante, ou des durées de traitement plus longues si l'on travaille à intensités équivalentes.

2) Dans le cas où l'on recherche une action mécanique, par contre, il est du plus grand intérêt d'utiliser une émission pulsée, car cela permet d'obtenir des intensités très élevées avec des générateurs de puissances relativement faibles, tout en diminuant fortement l'effet thermique correspondant.

Il appartient évidemment au corps médical d'effectuer les recherches dans cette voie et d'en tirer les conclusions définitives. Le but de cette communication est tout d'abord d'attirer l'attention sur l'intérêt qu'il pourrait y avoir à utiliser des ultrasons émis sur un mode pulsé et de signaler l'existence d'appareils pouvant émettre à volonté suivant ce régime ou suivant le régime habituel. Ensuite d'insister sur le fait que la *simple mention de la puissance*

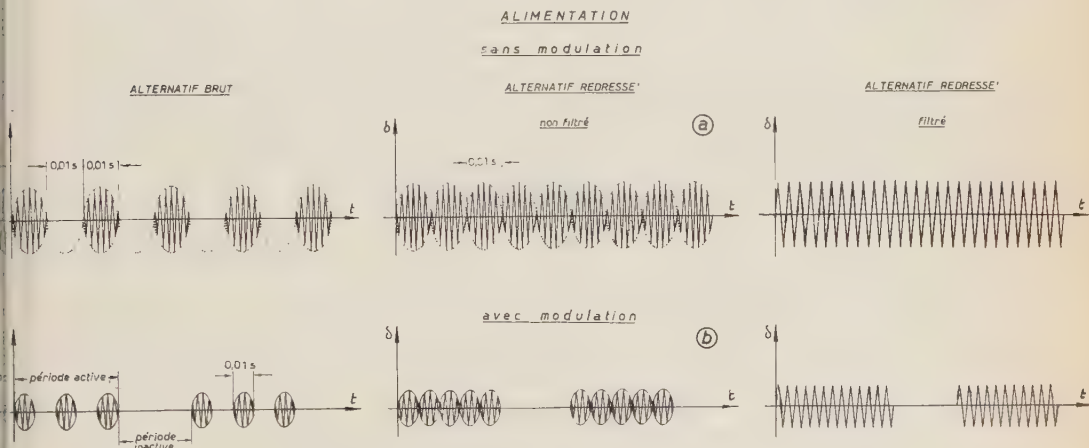


Fig. 4.

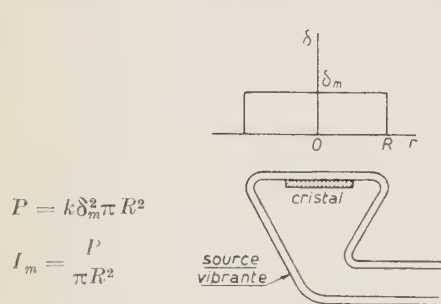
ultrasonore radiée par un générateur d'ultrasons est tout à fait insuffisante pour caractériser son rayonnement.

Il faut en plus indiquer:

1) Le type d'alimentation de l'oscillateur du générateur, qui a une répercussion directe sur la forme des ultrasons émis, ainsi que la montre le fig. 4a.

2) Le cycle de la modulation éventuelle: sa forme, sa période active, sa période inactive (fig. 4b).

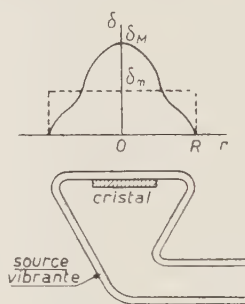
3) Toutes précisions utiles sur la surface radiant les ultrasons, notamment son aire  $S$  et principalement son diagramme de vibration, c'est-à-dire l'amplitude locale de la vibration tout au long d'un diamètre. Ceci est d'une importance capitale pour la détermination de l'intensité ultrasonore réellement obtenue. La pratique courante qui consiste à diviser la puissance ultrasonore radiée  $P$  par la surface vibrante  $S$  n'est valable que pour un diagramme de vibration tout théorique du type de la fig. 5, et ne correspond la plupart du temps pas avec la réalité. En effet, la nécessité de fixer le cristal d'une façon utilisable pour la pratique de l'ultrasonothérapie entraîne, de par la réaction



$$P = k\delta_m^2\pi R^2$$

$$I_m = \frac{P}{\pi R^2}$$

Fig. 5.



$$P = 2\pi k \int_0^R \delta^2 r \, dr$$

$$\frac{I_M}{I_m} \geq 1$$

Fig. 6.

des supports du cristal, un diagramme du type de la fig. 6. D'où une déformation moyenne  $\delta_m$ , rayonnant la même puissance, définie par la relation:

$$\delta_m^2 = \frac{2}{R^2} \int_0^R \delta^2 r \, dr \leq \delta_M^2,$$

et qui peut être largement inférieure à la déformation maximum  $\delta_M$ . Ce qui signifie que l'intensité maximum  $I_M = k\delta_M^2$  effectivement rayonnée peut être très différente de l'intensité moyenne  $I_m = P/S = k\delta_m^2$  qui ne revêt donc plus aucune signification physique réelle.

4) Le diagramme de propagation proche et lointain de la source vibrante utilisée, qui fournit la répartition dans l'espace environnant de l'énergie ultrasonore rayonnée. Remarquons que au moins deux de ces diagrammes sont nécessaires dès le moment où la source émet des ondes qui ne sont pas à peu près planes dans la zone de rayonnement utilisée. Ceci est clairement mis en évidence par la fig. 7, qui est relative à une source focalisante.

Ces six données (fréquence, puissance ultrasonore, cycle de modulation, surface vibrante, diagramme de vibration, diagramme de propagation) sont



fondamentalement nécessaires pour caractériser un rayonnement ultrasonore utilisé à quelle fin que ce soit. Or, il s'en faut de beaucoup que nous les trouvions mentionnées dans les publications relatives aux applications des ultrasons, fut-ce en biologie ou en médecine.

C'est là une chose des plus préjudiciables à la science et au progrès, et à la-

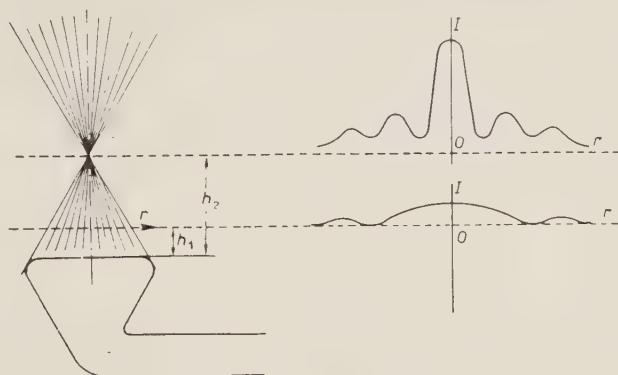


Fig. 7.

quelle il est bon de porter dorénavant attention. Nous n'ignorons pas les difficultés qu'il y a à relever ces différentes grandeurs; mais, il est vain de voiler la complexité des faits et des mesures à effectuer sous une ignorance ou une imprécision simplificatrice.

Comme conclusion de ces quelques remarques, nous insistons sur la légèreté qu'il y a, ainsi que nous pouvons maintenant nous en rendre compte, à mesurer les puissances de divers générateurs d'ultrasons de types différents au moyen d'une même balance de torsion, directement étalonnée en watts ou, ce qui est encore pis, en watts/cm<sup>2</sup>! Choses que j'ai vues faire à une exposition d'ultraacoustique.

## La propagazione degli ultrasuoni in mare.

E. PAOLINI

*Accademia Navale - Livorno*

### 1. - Generalità.

Un'onda ultrasonora emessa in acqua da un generatore, con o senza proprietà direttive, si propaga nel mezzo divergendo e dà luogo ad una potenza specifica che diminuisce nell'aumentare della distanza  $r$  dalla sorgente.

Con propagazione per onde sferiche, o porzioni di esse se il generatore ha una direttività di emissione, la potenza specifica dovrebbe diminuire con legge inversamente proporzionale ad  $r^2$  e quindi la pressione con legge inversamente proporzionale a  $r$ . Tuttavia la diminuzione effettiva  $D$  è assai più rapida di quanto corrisponda a tale legge e la differenza  $A$  tra tale effettiva diminuzione  $D$  di pressione (espressa in dB) rispetto alla pressione a distanza  $r_0$  presa come riferimento, e la diminuzione (pure espressa in dB) dovuta alla divergenza delle onde ultrasonore definite dalla legge suddetta, si chiama *anomalia* o *attenuazione* dell'onda sonora in acqua. Si ha quindi:

$$(1) \quad A = D - 20 \lg_{10} \frac{r}{r_0}.$$

Se l'ampiezza  $p$  della pressione sonora alla distanza  $r$  dalla sorgente fosse esprimibile con una legge del tipo:

$$(2) \quad p = \frac{p_0 r_0}{r} \exp [-\alpha(r - r_0)],$$

ove  $p_0$  è l'ampiezza delle pressione alla distanza  $r_0$  dalla sorgente, e si indichi con  $\alpha$  il coefficiente di assorbimento dell'onda sonora, dalla (1) risulterebbe  $\alpha = A/(r - r_0)0,434$ . Per contro l'attenuazione non è generalmente esprimibile con la semplice relazione (2), bensì ha un andamento assai complesso ricavabile solo come differenza  $A$  tra l'attenuazione *misurata* e quella dovuta alla sola divergenza dell'onda sonora.

## 2. - Propagazione degli ultrasuoni in acqua.

Già da molti decenni sono state considerate in via teorica, separatamente varie cause semplici di assorbimento dell'ultrasuono, e con misure in laboratorio, ma non in mare, vari sperimentatori hanno verificato fin dove possibile, i risultati dei calcoli. Qui si passano rapidamente in rassegna i punti principali di queste ricerche che hanno occupato illustri fisici fino ad oggi.

La *viscosità* dell'acqua è notoriamente una causa di dissipazione di potenza. STOKES e KIRCHHOFF hanno calcolato l'assorbimento prodotto uguagliando il lavoro eseguito nell'unità di tempo e di volume dalle forze viscosse alla diminuzione di potenza specifica, ed hanno trovato il coefficiente dell'esponenziale:

$$(3) \quad \alpha_1 = \frac{2\mu\omega^2}{3\rho c^3},$$

ove  $\omega$  è la pulsazione,  $\rho$  la densità del mezzo,  $c$  la velocità di propagazione del suono in esso e  $\mu$  è la viscosità del mezzo definita secondo MAXWELL. Poichè  $\mu$  varia sensibilmente con la temperatura (fig. 1) anche  $\alpha_1$  varia in conseguenza. Per  $f = 24$  kHz e una temperatura di  $8^\circ$  si ha la  $\mu = 0,0015 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ :

$$\alpha_1 = 6,9 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1},$$

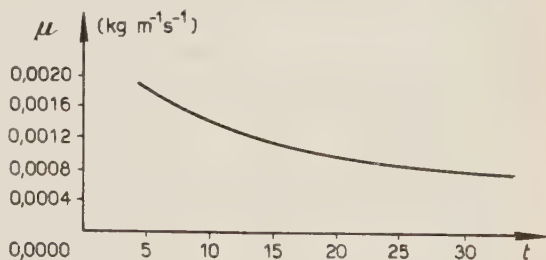


Fig. 1.

ciò che dà luogo ad una attenuazione circa del 7 ‰ per un chilometro, od anche 0,06 dB/km. Occorrono circa 100 km per ridurre la potenza specifica alla metà.

Questo assorbimento è veramente molto piccolo e trascurabile di fronte alla attenuazione dovuta alla divergenza. Un assorbimento ancora minore è dovuto dalla conducibilità termica, ove, analogamente al caso dei gas, il coefficiente di assorbimento è dato dalla relazione

$$(4) \quad \alpha_2 = \frac{\beta^2 K T \omega^2}{2cJ C^2},$$

in cui  $K$  è la conducibilità calorifica,  $C$  è il calore specifico a volume costante,  $J$  l'equivalente meccanico della caloria, e  $\beta^2$  una costante. Alla frequenza di 24 kHz è:

$$\alpha_2 = 3,7 \cdot 10^{-9} \text{ m}^{-1},$$

cioè assolutamente trascurabile anche di fronte ad  $\alpha_1$ .

Le esperienze di laboratorio, ovviamente effettuate su frequenze di alcuni megacicli per aver assorbimenti meno minuscoli di quello citato nell'esempio,

sono state condotte da vari sperimentatori, in particolare da LUCAS [1] e da BIQUARD [2]. Esse hanno mostrato l'assorbimento effettivo degli ultrasuoni che è assai maggiore di quello indicato dalla (3), e che la quantità  $\alpha_1 f^{-2}$  non è indipendente dalla frequenza  $f$  come indica la relazione (3), bensì tende a crescere al diminuire della frequenza.

La quantità  $\alpha_1 f^{-2}$  è, per la (3), pari a  $1,2 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-1} \text{ s}^2$ , mentre sperimentalmente è stato trovato un valore molto superiore. Ad esempio, ad 1 MHz è  $\alpha_1 f^{-2} = 12 \cdot 10^{-14} \text{ m}^{-1} \text{ s}^2$ .

Non risulta che siano stati eseguiti esperimenti in laboratorio per frequenze di alcune decine di kHz, ma è da presumersi che la quantità  $\alpha_1 f^{-2}$  risulti ancora maggiore del suddetto valore.

L'andamento dell'assorbimento degli ultrasuoni con la frequenza è stato misurato da vari autori [4], generalmente col metodo di Debye-Sears di diffrazione della luce ed è stato messo in relazione con la struttura molecolare dei liquidi organici. Sono state previste, e sperimentalmente constatate, condizioni di massimo assorbimento per determinate disposizioni di gruppi e radicali nella molecola, ciò che ha permesso talvolta di chiarire dubbi sulla struttura molecolare di certi liquidi. L'assorbimento per alcuni liquidi e su certe frequenze può essere anche un migliaio di volte maggiore di quello teorico dipendente dalla viscosità, anzi sembra che la viscosità tangenziale contribuisca ben poco all'assorbimento [5] e che quest'ultimo sia invece dovuto allo scambio di energia tra gradi di libertà esterni ed interni delle molecole del liquido. Tuttavia nel caso dell'acqua questa considerazione non ha validità per la semplicità della struttura della singola molecola; Fox e Rock [6] hanno constatato sperimentalmente che l'assorbimento degli ultrasuoni in acqua è proporzionale alla viscosità, dopo aver ottenuto la variazione di quest'ultima per via termica.

Due ragioni teoriche del fatto che l'assorbimento in acqua sia maggiore di quello definito dalla (3), sono state fornite dal LUCAS [1]. In primo luogo egli ha messo in conto le modifiche dell'ampiezza dello spostamento degli elementi del mezzo dovute alle variazioni di densità dell'acqua conseguenti alle variazioni termiche, trovando con ciò un assorbimento, ad 1 MHz, di circa il 20% superiore a quella definita dalla (3).

In secondo luogo il LUCAS ha supposto, assieme a vari altri autori, una organizzazione di aggregati subcristallini o quasi-cristallini dell'acqua, cioè ha ammesso eterogeneità elastica dell'acqua analoga alla anisotropia dei cristalli; le oscillazioni longitudinali generano allora oscillazioni trasversali la cui energia è sottratta a quella delle oscillazioni longitudinali che si propagano nel mezzo.

Così il LUCAS spiega, in buona parte, la divergenza tra il valore sperimentale e quello teorico che percentualmente sembra essere tanto maggiore quanto più la frequenza si abbassa, cioè tanto maggiore quanto, a parità di potenza specifica, è maggiore la deformazione elastica.



### 3. — Propagazione degli ultrasuoni in mare.

La esperienza di laboratorio sull'attenuazione degli ultrasuoni in acqua, sono però effettuate in condizioni sostanzialmente diverse da quelle che si hanno in mare. Le ragioni di ciò sono multiple, e qui si possono elencare. Il mare non è costituito in generale di un liquido omogeneo ed immobile. L'acqua di mare è salina con variazione di salinità da punto a punto, con stratificazione di temperatura e si trova sotto pressione crescente all'aumentare della profondità. Inoltre è affetta da moti interni ed è separata dai mezzi rimanenti, da un lato da una superficie mediamente piana, perfettamente riflettente ma con increspature, e dall'altro lato da una superficie irregolare variabilmente riflettente, formate rispettivamente dal pelo libero e dal fondo con le coste vicine. Infine entro il mare si possono trovare in sospensione corpi o corpuscoli, infusori, bollicine d'aria, banchi di piccoli pesci, ecc..

Tutto ciò rende la propagazione degli ultrasuoni in mare molto diversa da quella che si ha in una vaschetta di laboratorio contenente acqua omogenea ed immobile. Per di più alcuni parametri che influenzano la propagazione non sono in alcun modo prevalutabili nel tempo e nello spazio e quindi le caratteristiche della propagazione che conseguono da tali parametri sono disordinatamente fluttuanti.

Esaminiamo qui l'influenza dei singoli coefficienti di disomogeneità dell'acqua di mare.

La velocità  $c$  di propagazione dell'ultrasuono in mare è:

$$c = \sqrt{\frac{\varepsilon(p, \sigma, t)}{\rho(p, \sigma, t)}}.$$

ove la compressibilità e la densità sono funzioni della pressione continua  $p$  della salinità  $\sigma$  e della temperatura  $t$ .

In prima approssimazione, in piccoli intervalli di tali parametri, si può ammettere che i legami funzionali siano lineari, pur sapendo tuttavia che ciò non vale più in intervalli non troppo piccoli (ad esempio la densità dell'acqua ha un massimo a 4 °C circa, quindi la sua variazione di densità nell'intervallo di una diecina di gradi intorno a 4 °C evidentemente non è lineare).

Sperimentalmente è stato mostrato che l'andamento della  $\varepsilon$  è definito dalla relazione

$$\varepsilon = \varepsilon_0(1 + 0,001 p + 0,0025 \sigma + 0,004 t),$$

ove  $\varepsilon_0$  è la compressibilità dell'acqua pura a 10 °C alla pressione di 1 atm,  $p$  è la sovrappressione in atmosfere al disopra della pressione atmosferica,  $t$  è lo scarto in gradi della temperatura rispetto a 10 °C, e  $\sigma$  è il contenuto salino in kg/m<sup>3</sup> al di sopra di quello in corrispondenza del pelo libero.

L'andamento della densità è invece:

$$\rho = \rho_0(1 + 0,00004 p + 0,0008 \sigma - 0,0001 t),$$

ove  $\rho_0$  è la densità dell'acqua pura a 10 °C, alla pressione atmosferica, e  $p$ ,  $\sigma$  e  $t$  hanno gli stessi significati precedenti.

Risulta, in prima approssimazione:

$$c = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\rho_0}} (1 + 0,00096 p + 0,00164 \sigma + 0,0041 t),$$

e ponendo  $\sqrt{\epsilon_0/\rho_0} = c_0$ ,

$$(5) \quad c = c_0(1 + 0,00048 p + 0,00082 \sigma + 0,00205 t).$$

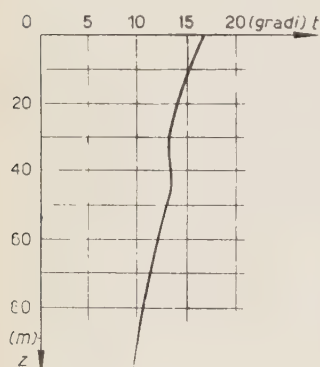


Fig. 2.

Dalla superficie del mare verso il fondo, la pressione ovviamente cresce, la salinità di solito aumenta e la temperatura varia in modo irregolare in funzione della latitudine, del fondale, della stagione, dello stato dell'aria e dell'ora del giorno, generalmente però con tendenza a diminuire.

In generale si può dire che  $p$ ,  $\sigma$  e  $t$  sono funzioni della profondità  $z$ , e che  $c$  è quindi funzione pure di  $z$ .

In fig. 2 è indicato un possibile andamento della temperatura  $t$  in funzione della profondità  $z$ , cioè  $t$  ha un gradiente mediamente negativo.

#### 4. - Curvatura dei percorsi.

Si può ora calcolare l'equazione che determina la traiettoria di un raggio sonoro in funzione di  $c(z)$ .

È noto che tra l'angolo di incidenza  $i$  e quello di rifrazione  $r$ , allorché l'onda sonora passa da un primo mezzo ove la velocità è  $c_1$  ad un secondo nel quale la velocità è  $c$ , separati da un piano, sussiste la relazione generale

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{c_1}{c}.$$

Applicando questa relazione alla traiettoria del raggio ultrasonoro tra

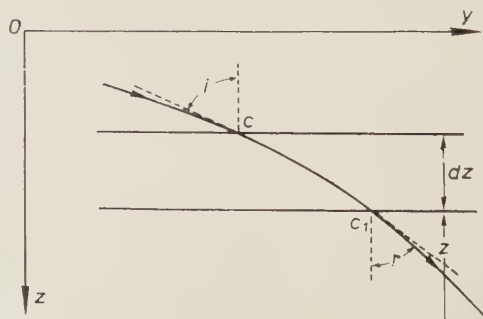


Fig. 3.

i livelli  $z$  e  $z + dz$  (fig. 3), e ponendo  $r = i - di$ ,

$$c_1 = c + \frac{dc}{dz} dz,$$

si ha:

$$\frac{\text{sen } i}{\text{sen } (i - di)} = 1 + \frac{1}{c} \frac{dc}{dz} dz;$$

ed anche essendo  $di$  un infinitesimo:

$$\frac{1}{1 - \cotg i di} = 1 + \frac{1}{c} \frac{dc}{dz} dz.$$

Poichè interessano solo le direzioni poco inclinate sull'orizzonte, è  $\cotg i di \ll 1$ ;

$$(6) \quad \cotg i \frac{di}{dz} = \frac{1}{c} \frac{dc}{dz}.$$

Essendo inoltre:

$$\frac{dy}{dz} = \tg i, \quad \text{e perciò} \quad i = \text{arctg } \frac{dy}{dz},$$

si ottiene:

$$\frac{di}{dz} = \frac{1}{1 + \left(\frac{dy}{dz}\right)^2} \frac{d^2y}{dz^2},$$

e sostituendo questo valore nella (6) si ottiene:

$$(7) \quad \frac{d^2y}{dz^2} = \frac{1}{c} \left\{ 1 + \left(\frac{dy}{dz}\right)^2 \right\} \frac{dy}{dz} \frac{dc}{dz}.$$

Occorre quindi conoscere la  $c(z)$  la quale risulta dalla (5), una volta nota la dipendenza di  $p$ ,  $\sigma$  e  $t$  dalla profondità  $z$ .

Ammettendo che tutte e tre le relazioni siano lineari, si ottiene:

$$c = c_0(1 - kz), \quad (1)$$

ed essendo  $kz \ll 1$ , si ha

$$\frac{1}{c} \frac{dc}{dz} = \frac{-k}{1 - kz}.$$

(1) Ad es., le relazioni che possono aversi in pratica sono:

$$p = 0,1z, \quad \sigma = 0,01z, \quad t = -0,05z,$$

in cui  $z$  è espresso in metri. Poichè il gradiente di temperatura è più importante ed è generalmente negativo, sostituendo nella (5),  $k$  risulta in generale positivo.

Quindi la (7) risulta:

$$\frac{d^2y}{dz^2} = - \left\{ 1 + \left( \frac{dy}{dz} \right)^2 \right\} \frac{dy}{dz} \cdot \frac{k}{1 - kz}.$$

Per raggi aventi piccole inclinazioni sull'orizzonte è  $(dy/dz)^2 \gg 1$ , e poichè nei casi pratici, come si è detto, è  $kz \ll 1$ , si può con approssimazione ammettere che la equazione differenziale della traiettoria del raggio sonoro sia:

$$(8) \quad \frac{d^2y}{dz^2} = -k \left( \frac{dy}{dz} \right)^3; \quad y'' = -ky'^3.$$

Questa equazione differenziale può essere integrata conoscendo le condizioni limite di un raggio sonoro, cioè la sua ascissa e la sua inclinazione per una determinata profondità.

Ammettiamo che il raggio inclinato di  $i$ , provenga da un generatore disposto in superficie, e lì si ponga l'origine delle coordinate  $y$  e  $z$ , cioè per  $z = 0$ , sia  $y = 0$  e  $y' = i_0$ .

L'equazione (8) può essere messa sotto la forma:

$$dy' \cdot (y')^{-3} = -k dz, \quad \frac{d(y')^{-2}}{2} = k dz;$$

ed integrando i due membri si ha:

$$(9) \quad (y')^{-2} = 2kz + C_1,$$

con  $C_1$  costante, determinabile dalla relazione al limite; per  $z = 0$ ,  $y' = i_0$ ,

$$i_0^{-2} = C_1,$$

la quale sostituita nella (9), dà:

$$y' = (i_0^{-2} + 2kz)^{-1/2}, \quad y' = (2k)^{-1/2} \left( \frac{1}{2ki_0^2} + z \right)^{-1/2};$$

ed integrando la seconda volta:

$$(10) \quad y = (2k)^{-1/2} \int \left( \frac{1}{2ki_0^2} + z \right)^{-1/2} dz;$$

$$y = (2k)^{-1/2} \left\{ 2 \left( \frac{1}{2ki_0^2} + z \right)^{1/2} + C_2 \right\},$$

in cui  $C_2$  è definita dalla condizione limite: per  $z = 0$  è  $y = 0$ , da cui

$$C_2 = -2(2ki_0^2)^{-1/2},$$



e quindi sostituendo nella (10)

$$y = (2k)^{-1/2} \left\{ -2(2ki_0^2)^{-1/2} + 2 \left( \frac{1}{2ki_0^2} + z \right)^{1/2} \right\},$$

od anche:

$$(11) \quad y = \frac{1}{ki_0} \left\{ \sqrt{2ki_0^2 z + 1} - 1 \right\}.$$

Questa equazione definisce la traiettoria del raggio sonoro in funzione del parametro  $k$  e dell'inclinazione di partenza, e rappresenta una famiglia di parabole.

È facile vedere dalla (11) che oltre una certa distanza l'attenuazione dovuta alla curvatura diviene preponderante di fronte a quella dovuta alla divergenza.

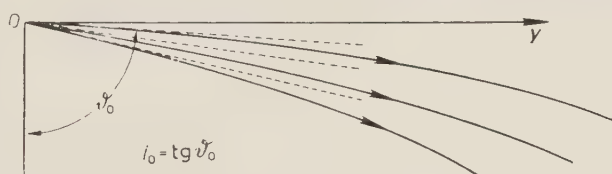


Fig. 4.

specialmente per i raggi sonori emessi poco inclinati sull'orizzontale. Al limite i raggi emessi verticalmente non sono deviati affatto (fig. 4).

I raggi sonori emessi dalla sorgente con inclinazione verso l'alto per effetto dell'incurvamento tendono a disporsi orizzontali (fig. 5) ed a procedere poi

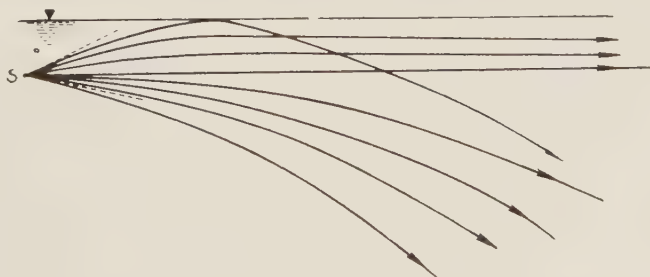


Fig. 5.

orizzontalmente. Se invece incontrano la superficie libera prima che siano arrivati in posizione orizzontale, si riflettono dando luogo ad un raggio riflesso con inclinazione verso il basso, il quale, avanzando, piega sempre più verso il basso.

Quando il gradiente di velocità di propagazione è positivo, i raggi sonori curvano verso l'alto.

È assai infrequente un gradiente positivo, perchè per quanto la pressione e la salinità diano da sole sempre piccoli gradienti positivi, pure il gradiente della temperatura è quasi sempre preponderante, in modo da mascherare i primi due. In estate ed in certe ore del giorno, generalmente dopo il tramonto, od in presenza di bassi fondali, si possono avere gradienti positivi di velocità, entro fasce di mare di altezza sensibile, cioè fino a qualche diecina di metri.

In questo caso i raggi sonori emessi dalla sorgente e diretti verso il basso tendono a curvare verso l'alto fino a che non divengono orizzontali (fig. 6)

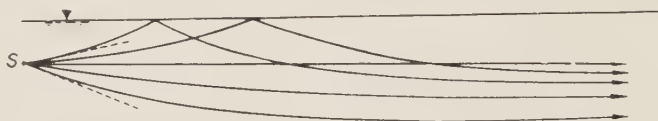


Fig. 6.

e poi procedono orizzontalmente. Quelli emessi diretti verso l'alto tendono a curvare ancora più verso l'alto fino a riflettersi sulla superficie del mare. Lì si riflettono, ed i raggi riflessi, inclinati verso il basso, si incurvano verso l'alto fino a divenire orizzontali.

Esistono quindi zone di «silenzio», variabili di posizione a seconda del segno e della entità del gradiente, nelle quali la potenza specifica è assai piccola in confronto a quella esistente in zone vicine.

Con gradiente negativo, allontanandosi dalla sorgente, e ad una profondità di poco più grande della sorgente stessa, la potenza specifica dell'ultrasuono emesso da una sorgente direttiva diminuisce sempre più rapidamente fino a valori tendenti a zero, mentre a profondità superiore la potenza specifica è assai maggiore.

Con gradiente positivo la potenza specifica diminuisce gradatamente in superficie, mentre oltre una certa profondità la diminuzione diviene rapidissima.

## 5. — Dispersione degli ultrasuoni.

Un'altra causa di irregolarità di propagazione e di attenuazione del suono in mare è costituita dalla disuniformità delle masse di acqua dovuta a gas disciolti, o a masse di bollicine di aria in sospensione, od a masse di infusori, o piccoli pesci, o frammenti di vegetazione marina.

Questa disuniformità genera una successione di disordinate riflessioni parziali in tutte le direzioni, in corrispondenza delle varie superfici di separazione tra le zone del liquido, e, ad ogni riflessione, la potenza specifica dell'onda trasmessa risulta inferiore di una piccola aliquota a quella dell'onda incidente.

Ha luogo una continua dispersione dell'onda ultrasonora in tutte le direzioni, a scapito della potenza dell'onda diretta.

Questo tipo di attenuazione è dipendente, entro certi limiti, dalla frequenza dell'onda ultrasonora, perchè gli ostacoli disperdono l'onda ultrasonora in modo diverso, in funzione del rapporto tra le loro dimensioni trasversali medie e la lunghezza d'onda dell'ultrasuono, e, per la distribuzione casuale della disuniformità, e quanto più la lunghezza d'onda cala tanto maggiore è il numero delle disuniformità che contribuiscono alla riflessione, e quindi tanto maggiore è l'attenuazione.

Questa attenuazione varia entro limiti molto vasti al variare della frequenza e della natura degli ostacoli: ad esempio, in mare, in condizioni medie, a frequenza di 25 kHz si possono avere attenuazioni dell'ordine di grandezza di 6 dB/km, mentre nel tessuto umano, pur composto per la massima parte di acqua, per frequenze di 1 MHz si hanno attenuazioni dell'ordine di  $1 \div 3$  dB/cm.

In corrispondenza della disuniformità prodotta da una scia di nave, cioè di una mescolanza di aria ed acqua affetta da moti vorticosi, il coefficiente di riflessione è molto elevato, e la potenza specifica dell'ultrasuono dopo aver attraversato una scia è una frazione di quella dell'onda incidente.

La attenuazione complessiva in mare dovuta, sia alla disuniformità delle masse d'acqua, sia alla curvatura per effetto dei gradienti, è stata misurata da AIGNER [7] e dalla Divisione Ricerche belliche della Marina americana a San Diego [8] in varie condizioni di gradienti e di masse di acqua.

Tali prove affermano che la attenuazione in condizioni media varia da 16 a 3 dB/km, con tendenza a diminuire all'aumentare della profondità.

Una considerazione del tutto analoga vale per la riflessione dovuta alla superficie del mare disordinatamente increspata; in corrispondenza della quale però l'ultrasuono si riflette totalmente.

È possibile calcolare, ammessa una legge stabilita delle inclinazioni delle varie porzioni della superficie del mare, come si allarga il solido di direttività dopo riflessione sulla superficie stessa. Ciò ha per conseguenza che l'onda ultrasonora riflessa subisce una attenuazione, anche molto considerevole, nelle direzioni giacenti in un intorno dell'asse del lobo di emissione.

In fig. 7 è indicato un andamento possibile del lobo dopo riflessione sulla superficie del mare, confrontato con l'andamento del corrispondente lobo diretto.

Esperienze sulla dispersione degli ultrasuoni dopo riflessione su una superficie scabra [9] confermano tale comportamento.

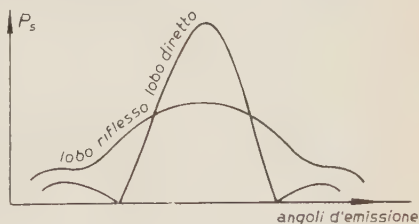


Fig. 7.

## 6. — Propagazione attraverso acqua in moto.

Finora è stata supposta l'acqua di mare in quiete, o con velocità media nulla; adesso si consideri il caso di una massa di acqua in moto continuo rispetto alla massa rimanente di acqua in quiete.

Nei casi pratici il liquido in moto con velocità  $v$  non è separato da un piano dal liquido fermo, cioè

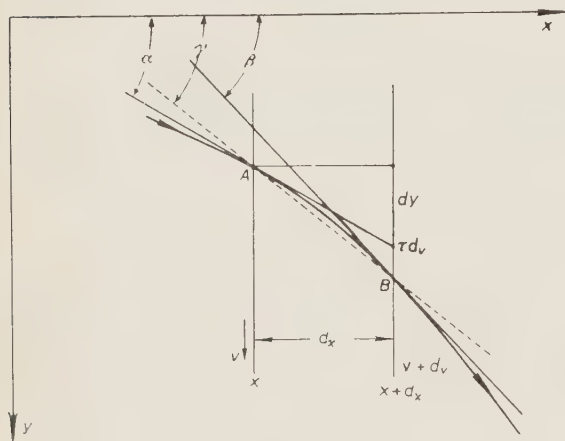


Fig. 8.

il passaggio da acqua in quiete ad acqua in moto non è brusco, bensì graduale attraverso strati liquidi con velocità crescente.

Si disponga l'asse  $y$  secondo il moto del fluido e l'asse  $x$ , ad esso normale, nello stesso piano orizzontale.

Sia  $c_1$  la velocità di propagazione dell'onda ultrasonora, genericamente diversa da  $c$ , rispetto ad assi fissi con il liquido immobile, entro l'intervallo  $dx$  (fig. 8), e  $\tau$  il

tempo elementare che impiega il raggio a percorrere il tratto compreso tra  $x$  ed  $x + dx$ . Le tangenti alla traiettoria formano con l'asse  $x$  l'angolo  $\alpha$ , e l'angolo  $\beta$  all'ascissa  $x + dx$ . Si ha quindi:

$$(12) \quad \tau = \frac{\sqrt{dx^2 + dy^2}}{c_1} = \frac{dx}{c_1} \sqrt{1 + y'^2},$$

in cui:

$$y' = \operatorname{tg} \alpha.$$

D'altra parte essendo  $v$  la velocità del mezzo all'ascissa  $x$  e  $v + dv$  quella all'ascissa  $x + dx$ , è  $\tau dv$  lo spostamento nel tempo  $\tau$  degli elementi del mezzo di ascissa  $x + dx$  rispetto a quelli di ascissa  $x$ . Se  $\gamma$  è l'angolo che forma la retta  $AB$  con l'asse delle  $x$ , è

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{dy + \tau dv}{dx} = \operatorname{tg} \alpha + \tau \frac{dv}{dx},$$

e mettendo per  $\tau$  il suo valore della (12)

$$\operatorname{tg} \gamma = \operatorname{tg} \alpha + \frac{dv}{dx} \frac{dx}{c_1} \sqrt{1 + y'^2}.$$



Ma poichè è:

$$\beta - \alpha \approx 2(\gamma - \alpha),$$

$$y'' = \frac{\operatorname{tg} \beta - \operatorname{tg} \alpha}{dx} \approx 2 \frac{\operatorname{tg} \gamma - \operatorname{tg} \alpha}{dx},$$

e quindi:

$$(13) \quad y'' = \frac{1}{2c_1} \frac{dv}{dx} \sqrt{1 + y'^2}.$$

Se è nota la legge con cui varia la velocità del mezzo in funzione dell'ascissa  $x$ , l'equazione differenziale (13) definisce la traiettoria  $y(x)$  del raggio ultrasonoro. Le condizioni limite da introdurre per determinare le costanti di integrazione sono la coordinata  $y_0$  e la inclinazione  $y'$  in un punto di ascissa  $x_0$ .

Se il raggio è poco inclinato sull'asse  $x$ , dato da poter ammettere  $y'^2 \ll 1$  l'equazione (13) diviene semplicemente

$$y'' = \frac{1}{2c_1} \operatorname{grad} v;$$

cioè ammettendo in prima approssimazione la velocità  $c_1$  costante, vi è proporzionalità tra la curvatura della traiettoria ed il gradiente della velocità degli strati del mezzo. Se la velocità del mezzo cresce linearmente all'aumentare di  $x$  è  $\operatorname{grad} v = k$ , e la traiettoria ha andamento parabolico:

$$y = \frac{k}{2c_1} x^2 + Ax + B.$$

Se si pone l'origine delle coordinate in un punto in cui passa il raggio ultrasonoro, il quale ha inclinazione  $i_0$ , si ha subito:

$$(14) \quad y = \frac{k}{2c_1} x^2 + i_0 x.$$

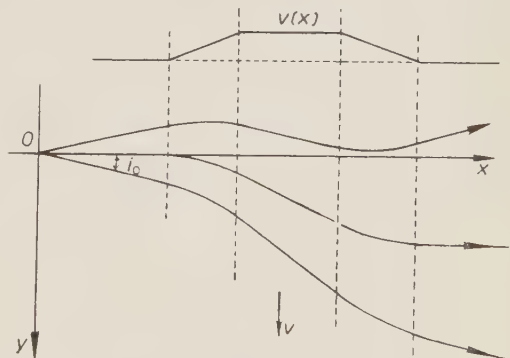


Fig. 9.

Può rappresentarsi il caso reale, ad esempio in corrispondenza della foce dei fiumi, in cui la velocità relativa del mezzo varia circa linearmente da zero ad un massimo, resta poi per un certo intervallo circa costante, per diminuire poi circa linearmente fino alla quiete. In tal caso, a prescindere da parziali riflessioni dovute alla diversa densità e temperatura del mezzo, l'andamento dei raggi ultrasonori è quello indicato in fig. 9, cioè tratti rettilinei raccordati da archi di parabola.

## 7. — Fluttuazioni ed interferenze.

In pratica, nella propagazione degli ultrasuoni in mare si verificano contemporaneamente tutti, o parte, dei fenomeni summenzionati ed il risultato finale è definito dalla sovrapposizione delle varie cause di attenuazione, di curvatura, e di dispersione.

Inoltre la riflessione sulla superficie continuamente oscillante provoca in ogni direzione un'onda riflessa della quale variano irregolarmente l'ampiezza e la fase, che, sommata con l'onda diretta, dà luogo ad una potenza specifica risultante continuamente fluttuante nel tempo.

L'onda diretta, quando esiste da sola, dà pure luogo a distanza ad una potenza specifica continuamente variabile, come ha sperimentalmente mostrato SHEEHY [10] ed una possibile spiegazione di ciò è dovuta, come ammette lo stesso autore, alla presenza di vari raggi ultrasonori, che per raggiungere lo stesso punto fanno diversi e fluttuanti percorsi, a causa di rifrazioni disordinate su masse di acqua acusticamente in diverse condizioni.

Il raggio diretto così fluttuante si somma con il raggio riflesso, pure fluttuante, e dà una risultante le cui escursioni istantanee rispetto ad un valore medio sono tanto maggiori quanto più elevata è la frequenza, quanto maggiore è la distanza dalla sorgente, e quanto minore è la profondità. SHEELY ha trovato sperimentalmente che le fluttuazioni del segnale diretto, considerate da sole, crescono approssimativamente colla radice quadrata della distanza e che quelle del segnale riflesso dalla superficie considerata, da sole, sono maggiori di quelle del segnale diretto e, ad una profondità superiore a 50 m, circa costanti con la distanza. Comunque le fluttuazioni totali di una emissione ultrasonora a qualche decina di kHz sono dell'ordine di grandezza di una quindicina di dB intorno alla potenza specifica media e sono assai rapide, in modo da poter valutare assai bene la media anche in un intervallo di tempo di 0,1 s.

## 8. — Conclusioni.

Le considerazioni sopra svolte in primo luogo riassumono quanto è stato studiato sulla attenuazione che ha luogo nella propagazione degli ultrasuoni in acqua al di sopra della divergenza geometrica. Vengono poi stabilite delle relazioni che definiscono quantitativamente il noto fenomeno della curvatura dei raggi ultrasonori, nel caso che il mare abbia gradienti di velocità di propagazione secondo la verticale o gradiente di velocità relativa secondo una direzione orizzontale.

Vengono infine esaminate altre cause di dispersione degli ultrasuoni e di fluttuazione della loro potenza specifica con la distanza dalla sorgente e la profondità.

Le attenuazioni che si calcolano, o si apprezzano possono essere raggruppate in funzione dei vari parametri e può stabilirsi una legge di dipendenza media dell'attenuazione dai parametri stessi. In tal guisa, mettendosi in condizione di conoscere i valori dei parametri nei vari casi pratici, si possono mediamente valutare le attenuazioni che ne risultano e le portate utili nelle varie applicazioni.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] R. LUCAS: *Compt. Rend. Acad. Sci. Paris*, **203**, 459 e 611 (1936).
- [2] P. BIQUARD: *Compt. Rend. Acad. Sci. Paris*, **193**, 226 (1931); **197**, 309 (1933).
- [4] A. GIACOMINI e B. PESCE: *Ric. Scient.*, **9**, 605 (1940); A. GIACOMINI e M. BACCAREDDA: *Ric. Scient.*, **15**, 161 (1945); D. SETTE: *Nuovo Cimento*, **7**, 59 (1950); D. SETTE: *Suppl. Nuovo Cimento*, **6**, 1 (1949); G. W. HAZZARD: *J.A.S.A.*, **22**, 29 (1950).
- [5] C. KITTEL: *Journ. chem. Phys.*, **14**, 614 (1946).
- [6] F. E. FOX e G. D. ROCK: *Phys. Rev.*, **20**, 68 (1946).
- [7] H. AIGNER: *Unterwasserschalltechnik* (Berlin, 1922).
- [8] NDRC; Division 6, Turmany Tech. Report, VII.
- [9] E. PAOLINI: *A. F.*, **1**, 195 (1932).
- [10] M. I. SHEELY: *J.A.S.A.*, **22**, 24 (1950).

# Die allgemeine Theorie der Schallsender und Schallempfänger, ihre Anwendung zur Bestimmung der Ersatzschaltbilder eines Magnetostriktionsschwingers und eines Ultraschallquarzes

E. SKUDRZYK

*Institut für Schwachstromtechnik der Technischen Hochschule - Wien*

## I. TEIL.

Im Folgenden soll die generelle Theorie der Schallempfänger und Schallsender skizziert und an Hand einiger praktischer Beispiele besprochen werden. Die Theorie fußt auf den grundlegenden Arbeiten HEINRICH HECHTS, zweigt dann aber in eine andere Richtung ab.

Ein Schallempfänger besteht im wesentlichen aus einer Membran, die durch das primäre Schallfeld zu Schwingungen angeregt wird. Diese Schwingungen werden dann auf verschiedenste Art elektrisch nutzbar gemacht. Die anregende Kraft ist somit durch das Produkt des primären Schalldrucks  $p_k$  mit der Fläche der Mikrophonmembran  $S$  gegeben. Unter primärem Schalldruck verstehen wir dabei den um den Staudruck an der zunächst als starr angenommenen Mikrophonmembran vermehrten Schalldruck der einfallenden Welle. Dieser anregenden Kraft wird nun durch eine Reihe von Gegenkräften das Gleichgewicht gehalten. Die erste ist durch den sogenannten sekundären Schalldruck gegeben. Die Mikrophonmembran ist in Wirklichkeit nicht völlig starr, sondern wird durch das primäre Schallfeld zu Schwingungen angeregt und wirkt so ihrerseits als Schallsender; sie erzeugt den sekundären Schalldruck, der bei ihrer Bewegung zusätzlich überwunden werden muß. Wir drücken ihn durch das Produkt der Bewegungsgeschwindigkeit  $v_k$  mit der akustischen Impedanz der Membran  $z_{ak}$  aus (wenn der Durchmesser gleich oder größer als die Wellenlänge ist, gilt  $z_{ak} = \rho c$ ;  $\rho$  = Dichte,  $c$  = Schallgeschwindigkeit des an die Membran grenzenden Mediums). Mit der Membranfläche multipliziert, ergibt sich die entsprechende Gegenkraft. Die zweite Gegenkraft ist die dynamische Rückstellkraft der Membran. Sie ist durch das Produkt der Bewegungsgeschwindigkeit  $v$  mit der mechanischen Impedanz der Membran  $Z'_k$  gegeben. Für die Bestimmung der mechanischen Impedanz erinnern wir uns der Tatsache,



daß das Verhalten eines jeden beliebigen schwach gedämpften Systemes, (wie z.B. das eines Ultraschallquarzes oder Magnetostruktionschwingers) in der Nähe seiner Eigenfrequenzen durch eine einzige Massenpunktlösung, d.h. durch die Differentialgleichung des schwingenden Massenpunktes beschrieben werden kann:

$$(1) \quad M_k \ddot{x}_k + R_k \dot{x}_k + x_k/F_k = f_k.$$

Die Größen  $M_k$ ,  $R_k$ ,  $F_k$  bedeuten hier die reduzierten Systemkonstanten,  $x_k$ ,  $f_k$  die  $k$ -ten Fourierkomponenten der räumlichen Amplituden- bzw. Kraftverteilung. Für periodische Vorgänge erhalten wir somit als Impedanzkomponente  $Z'_k$ :

$$(2) \quad Z'_k = \frac{f_k}{x_k} = R_k + j\omega M_k + \frac{1}{j\omega F_k}.$$

Es sei besonders vermerkt, daß  $Z'_k$  sämtliche rein mechanischen Einflüsse zu beinhalten hat. Wenn wir also beispielsweise einen magnetischen Hörer betrachten, so ist die Verringerung der wirksamen Steife der Membran durch das permanente Magnetfeld des Hörers in eben diesem Glied und an keiner anderen Stelle zu berücksichtigen <sup>(1)</sup>. Denn diese Verringerung tritt auch dann auf, wenn die Wicklung des Hörers entfernt wird und hat nichts mit dem Prozess der Energiewandlung zu tun.

Die dritte Gegenkraft  $k_{el}$  wird durch die Umwandlung mechanischer in elektrische Leistung hervorgerufen. Also lautet die Gleichung des Schallempfängers:

prim. Schalldr.    sek. Schalldr.    mech.Gegenkr.    el. Gegenkr.

$$(3) \quad p_k S = v_k (z_{ak} S + Z'_k) + k_{el},$$

bzw. mit der Abkürzung ( $z_{ak} S + Z'_k = Z_{k\text{mech}}$ ):

$$(4) \quad p_k S = v_k Z_{k\text{mech}} + k_{el}.$$

Wir haben die Indizes  $k$  eingeführt, um unseren Betrachtungen allgemeine Gültigkeit vorzubehalten. Sie deuten an, daß sich sämtliche Größen auf die  $k$ -te Eigenschwingung des Systemes beziehen; im folgenden wollen wir sie jedoch der Einfachheit halber fallen lassen.

Beim Schallsender verschwindet das primäre Schallfeld; der sekundäre Schalldruck repräsentiert die abgestrahlte Schalleistung, die elektrische Brems-

---

<sup>(1)</sup> Entsprechend stellt die durch die Änderung der Stromstärke in der Schwingerwicklung induzierte Spannung einen rein elektrischen Vorgang dar, dem durch die elektrische Impedanz des Hörers voll Rechnung getragen wird. Es handelt sich hier um den bloßen Spannungsabfall in der Schwingerwicklung, der ebenfalls völlig unabhängig ist vom eigentlichen Prozeß der Energieumwandlung.

kraft  $k_{el}$  ändert ihr Vorzeichen (der Strom des Senders ist dem des Mikrophons entgegengesetzt gerichtet) und geht daher in die Antriebskraft über. Die Gleichung des Schallsenders ist somit gegeben durch:

$$(5) \quad k_{el} = v Z_{mech}.$$

Alles weitere dreht sich um die Bestimmung der Kraft  $k_{el}$ . Die Theorie der elektroakustischen Wandler nimmt eine besonders einfache Form an, wenn wir dieser Bestimmung das Energieprinzip in der folgenden Form zugrunde legen:

$$(6) \quad k_{el} v = ui \cdot 10^7 \text{ erg s.}$$

Die gegen die elektrische Bremskraft, bzw. von der elektrischen Antriebskraft in jedem beliebigen Zeitintervall und zu jedem beliebigen Zeitpunkt geleistete Arbeit muß gleich der elektrischen Leistung des Mikrophons bzw. des Senders sein. Die letzte Gleichung gilt also nicht nur für die Wirk- oder Blindleistung, sondern überhaupt für die momentane Schleimleistung und stellt somit eine Identität bezüglich der Zeit dar.

Da wir die Kraft in dyn, die Geschwindigkeit in cm/s, die Spannung  $u$  in Volt, die Stromstärke  $i$  in Ampere messen, tritt zur rechten Seite der Faktor  $10^7$ .

Für die weitere Auswertung setzen wir:

$$(7) \quad \begin{cases} k_{el} = K_{el} \cos (wt + \varphi_k), & v = V \cos (wt + \varphi_v), \\ u = U \cos (wt + \varphi_u), & i = I \cos (wt + \varphi_i), \end{cases}$$

Die Energiebilanz lautet dann nach einer bekannten trigonometrischen Umformung:

$$(8) \quad k_{el} V (\cos (2wt + \varphi_k + \varphi_v) + \cos (\varphi_k - \varphi_v)) = \\ = UI (\cos (2wt + \varphi_u + \varphi_i) + \cos (\varphi_u - \varphi_i)).$$

Auf Grund der Identitätsbedingung folgt daraus, daß die Amplituden übereinstimmen:

$$(9) \quad K_{el} V = UI,$$

daß die Phasen der zeitabhängigen Faktoren die gleichen sind:

$$(10) \quad \varphi_k + \varphi_v = \varphi_u + \varphi_i,$$

daß die Konstanten rechts und links gleich sind, d.h.

$$(11) \quad \varphi_k - \varphi_v = \pm (\varphi_u - \varphi_i).$$

Gleichungen (10) und (11) liefern, wenn wir das positive Vorzeichen wählen:

$$(12) \quad \varphi_k = \varphi_u, \quad \varphi_i = \varphi_v,$$

wenn wir das negative Vorzeichen wählen:

$$(13) \quad \varphi_k = \varphi_i, \quad \varphi_u = \varphi_v.$$

Die Kraft ist also entweder mit der Stromstärke, oder aber mit der Spannung in Phase.

Unter Zugrundelegung der Gl. (1) folgt:

$$(I) \quad k_{el} = k_1 \cdot 10^7 i, \quad u = k_1 v,$$

bzw.

$$(II) \quad k_{el} = k_2 u, \quad i \cdot 10^7 = k_2 v,$$

oder integriert:

$$q \cdot 10^7 = k_2 x.$$

Auf Grund des Energieprinzips erhält man somit das bemerkenswerte Ergebnis, daß es zwei von einander wesentlich verschiedenen Klassen elektroakustischer Wandler gibt: nämlich solche, bei denen als Folge der Bewegung eine der Bewegungsgeschwindigkeit proportionale Spannung oder Gegenspannung induziert und solche, bei denen durch die Bewegung eine dem Membranausschlag proportionale Ladung erzeugt wird. Die erste Gruppe identifizieren wir mit den Magnetfeldwandlern, die zweite mit den elektrostatischen Wandlern, zu denen wir auch die piezoelektrischen Systeme zählen. Entsprechend stellt Abb. 1a das Ersatzschaltbild des Magnetfeldwandlers, Abb. 1b das des piezoelektrischen Wandlers dar. Man erkennt ohne weiteres, daß das Energieprinzip in der Form (6) erfüllt ist: Die elektrische Leistung ist in beiden Fällen gleich  $u \cdot i$ . Handelt es sich um einen Schallempfänger, so verbinden wir die beiden Klemmen mit einem Mikrophonverstärker, handelt es sich um einen Schallsender, mit einem elektrischen Generator. Insofern besteht also kein prinzipieller Unterschied zwischen einem Schallempfänger und einem Schallsender.

Durch Vergleich mit den entsprechenden Grundgesetzen können wir die Konstante  $k_1$  oder  $k_2$  ermitteln. Für das dynamische System erhalten wir beispielsweise

$$(14) \quad u = B_0 l \cdot 10^{-8} v \text{ Volt,} \quad \text{d.h.} \quad k_1 = B_0 l \cdot 10^{-8};$$

$B_0$  = Flußdichte im Spalt,

$l$  = Leiterlänge.

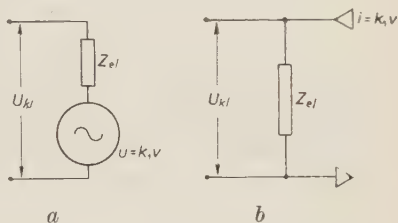


Abb. 1. — a Ersatzschaltbild eines Magnetfeldwandlers. — b Ersatzschaltbild eines elektrostatischen Wandlers.

Für den Magnetostriktionsschwinger ist nach Hecht

$$(15) \quad k_{el} = b\Phi ;$$

$b = 40\,000$  für die optimale Vormagnetisierung von 5500 Gauss.

Drücken wir den Fluß durch die Stromstärke aus, so folgt auf Grund bekannter Beziehungen

$$(16) \quad k_{el} = \frac{b4\pi N\mu S}{10l} \cdot 10^{-7} \cdot 10^7 i = k_1 \cdot 10^7 i ,$$

womit auch in diesem Fall die Konstante  $k_1$  festgelegt ist.

Für den Piezoquarz gilt das Kraftgesetz

$$(17) \quad k_{el} = SX_x = \frac{e_{11} \cdot S}{300d} u = k_2 u , \quad S \text{ Elektrodenfläche,}$$

$$e_{11} = \text{Konstante} = 5,2 \cdot 10^4 \text{ für Quarz.}$$

Hier isto also

$$(18) \quad k_2 = \frac{e_{11} \cdot S}{300d} = 140 S/d .$$

Um das elektrische Ersatzschaltbild zu erhalten, wenden wir im Fall des Magnetfeldwandlers die Kirchhoffsche Maschenregel, im Falle des elektrostatischen Wandlers die Kirchhoffsche Knotenregel auf das Schaltbild der Abb. 1a bzw. der Abb. 1b an. Im ersten Fall erhalten wir so:

$$(19) \quad U_{kl} = Z_{el}J + U .$$

Mit Hilfe des Gleichungssystems (I) und der mechanischen Bewegungsgleichung des Schallsenders Gl. (5) drücken wir noch die Gegenspannung  $u$  durch die Stromstärke aus:

$$(20) \quad U_{kl} = J \left( Z_{el} + \frac{k_1 V}{J} \right) = J \left( Z_{el} + \frac{k_1 k_{el}}{J Z_{mech}} \right) = \\ = J(Z_{el} + k_1^2 10^7 / Z_{mech}) = J(Z_{el} + Z^*) ,$$

mit

$$Z^* = k_1^2 \cdot 10^7 / Z_{mech} .$$

Die elektrische Eingangsimpedanz des Systemes setzt sich somit aus der rein elektrischen Impedanz  $Z_{el}$  und einem zusätzlichen Glied  $Z^*$  zusammen, dessen Kehrwert der mechanischen Impedanz  $y = 1/Z^* = Z_{mech}/k_1^2 \cdot 10^7$  proportional ist. Mit anderen Worten: Der Leitwert dieses Zusatzgliedes ist gleich der Summe (Parallelschaltung) der 4 Leitwerte:

$$(21) \quad Y = \frac{R_k}{k_1^2 \cdot 10^7} + \frac{j\omega M_k}{k_1^2 \cdot 10^7} + \frac{1}{j\omega F_k k_1^2 \cdot 10^7} + \frac{S z_{ak}}{k_1^2 \cdot 10^7} .$$



So ergibt sich das in der Abb. 2a dargestellte Ersatzschaltbild des Magnetfeldwandlers. Handelt es sich um einen Schallempfänger, so müssen wir der Ableitung statt der Gl. 5 die Mikrophongleichung (4) zugrundelegen.

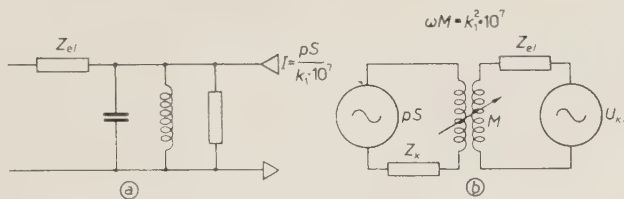


Abb. 2. - Schaltbild eines Magnetfeldwandlers.

Mit Hilfe des Gleichungssystems (I) eliminieren wir zunächst das Glied  $k_{el}$ :

$$(22) \quad k_{el} = k_1 \cdot 10^7 i = k_1 \cdot 10^7 \frac{u}{Z_{el}} = \frac{k_1^2 \cdot 10^7}{Z_{el}} v,$$

$$(23) \quad Z_{el} = Z_i + Z_a = \text{die gesamte elektrische Reihenimpedanz des Mikrophonkreises}$$

und erhalten so für das Magnetfeldmikrophon

$$(24) \quad pS = \left( Z_m + \frac{k_1^2 \cdot 10^7}{Z_{el}} \right) v,$$

oder

$$(25) \quad v = \frac{pS}{Z_m + \frac{k_1^2 \cdot 10^7}{Z_{el}}}.$$

Die im Mikrophonkreis induzierte Spannung ist somit gegeben durch:

$$(26) \quad u = JZ_{el} = k_1 v = \frac{k_1 pS}{Z_{mech} + \frac{k_1^2 \cdot 10^7}{Z_{el}}} = \frac{k_1 pS}{\frac{Z_{mech}}{Z_{el}} (Z_{el} + \frac{k_1^2 \cdot 10^7}{Z_{mech}})}.$$

Weiters folgt:

$$(27) \quad i = \frac{u}{Z_{el}} = \frac{pS}{k_1 \cdot 10^7} \frac{k_1^2 \cdot 10^7 / Z_{mech}}{Z_{el} + \frac{k_1^2 \cdot 10^7}{Z_{mech}}} = J_0 \frac{Z^*}{Z^* + Z_{el}}.$$

Wir können also die Wirkung des Mikrophones durch eine Urstromquelle berücksichtigen, die den Urstrom

$$(28) \quad J_0 = pS / k_1 \cdot 10^7 \text{ Ampere},$$

in das Ersatzschaltbild an den in der Abb. 2a eingezeichneten Stellen hinein-schickt. Die Größe  $Z_{el}$  bedeutet die gesamte rein elektrische Impedanz des

Mikrophonkreises einschließlich des Außenwiderstandes (d.h. die eingangsseitig gemessene elektrische Impedanz bei festgebremster Mikrophonmembran).

Schließlich erkennen wir durch Vergleich mit den bekannten Gleichungen eines Transformators, daß Gl. (20) in Verbindung mit Gl. (24) das Verhalten eines Transformators beschreibt, dessen Primärseite die rein mechanischen Größen, dessen Sekundärseite die rein elektrischen Größen enthält. Auch dieses Ersatzschaltbild (Abb. 2b) kann der Berechnung eines Schallsenders oder Schallempfängers zugrunde gelegt werden. Die mechanischen und elektrischen Größen gehen somit, wie zu erwarten, völlig symmetrisch in die Theorie ein und die durch  $\omega^2 M \cdot k_1^2 \cdot 10^7$  ( $M$  Gegeninduktivität) gegebene Kopplung zwischen Primär- und Sekundärseite wird so eine Frage des Maßsystems, das man für die elektrischen und mechanischen Größen wählt.

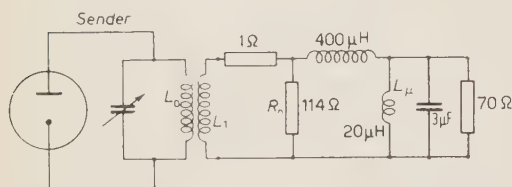


Abb. 3. - Ersatzschaltbild eines Magnetostruktionschwingers.

Es ist nicht uninteressant, einmal eine praktisch erprobte Form eines Magnetostruktionschwingers durchzurechnen. Man muß dabei allerdings in Betracht ziehen, daß die Permeabilität der Nickelbleche, die für die optimale Polarisierung von 5500 Gauss bei 0 Hz etwa 400 beträgt, infolge der Wirbelstromverluste bei

20 kHz auf 25, bei 30 kHz auf 15 heruntergeht (die Wirbelstromverluste kann man durch in einer einzigen kurzgeschlossenen Sekundärwicklung fließende Ströme darstellen). Man erhält dann die in der Abb. 3 eingetragenen und mit dem experimentellen Befund gut übereinstimmenden Zahlenwerte<sup>(2)</sup>. Das Ergebnis ist ein Parallelresonanzkreis, der mit der Induktivität der Schwingwicklung in Reihe liegt. Koppelt man hingegen den Schwinger an einen Schwingkreis, so erhält man das Schaltbild eines Bandfilters. Man muß daher bei selbsterregten Schaltungen mit Zieh- und Abreißerscheinungen rechnen.

Auffällig ist die große Selbstinduktion der Schwingwicklung im Vergleich zur Bewegungsinduktivität  $L_\mu$ . Koppelt man den Schwinger an einen Resonanztransformator, so bleibt infolge dieser Selbstinduktion die an der Bewegungsinduktivität liegende Spannung von einer bestimmten Sekundärwindungszahl an auch bei zunehmender Sekundärwindungszahl konstant. Man kann leicht zeigen, daß das Spannungsübersetzungsverhältnis in guter Näherung gegeben ist durch:  $\ddot{u} = \sqrt{L_\mu/L_0}$ . Man wird also mit geringen Primärinduktivitäten, d.h. mit hohen Schwingkreisströmen und hochwertigen Spulen arbeiten, wenn man eine entsprechende Schalleistung auf magnetostruktivem Weg er-

<sup>(2)</sup> Der Widerstand  $R_r$  trägt den Magnetisierungs-(Relaxations-) verlusten Rechnung (vergl. II. Teil der Arbeit).

zielen will, oder aber die Selbstinduktion der Schwingerwicklung durch eine Serienkapazität kompensieren. Allerdings muß man in diesem Fall den Nachteil einer zusätzlichen Abstimmung und die dadurch bedingte größere Resonanzschärfe in Kauf nehmen.

Im elektrostatischen Fall erhalten wir für den Schallsender unter der Voraussetzung eines verschwindenden Innenwiderstandes der Spannungsquelle auf Grund der Knotenregel:

$$(29) \quad i = u_{kl}/Z_{el} + i = u_{kl}/Z_{el} + k_2 v \cdot 10^{-7} = u_{kl}/Z_{el} + k_2 \cdot 10^{-7} \cdot k_{el}/Z_{mech} = \\ = u_{kl}(1/Z_{el} + k_2^2 \cdot 10^{-7}/Z_{mech}).$$

Das Ersatzschaltbild besteht also aus der elektrischen Impedanz des Systemes, zu der diesmal eine der mechanischen Impedanz proportionale weitere elektrische Impedanz parallelgeschaltet ist. Handelt es sich um einen Schallempfänger, so erhalten wir unter Benützung des Gleichungssystems II bzw. der Gl. (4)

$$(30) \quad k_{el} = k_2 u = k_2 i Z_p = k_2^2 \cdot 10^{-7} Z_p v; \\ Z_p = \text{Parallelschaltung von } Z_i \text{ und } Z_a, \\ Z_a = \text{Abschlußimpedanz.}$$

Die Mikrophonegleichung des elektrostatischen Wandlers lautet somit:

$$(31) \quad pS = v(Z_m + k_2^2 \cdot 10^{-7} Z_p).$$

Mit ihr folgt für den Mikrophonstrom:

$$(32) \quad i_e = \frac{u_{kl}}{Z_{el}} + k_2 \cdot 10^{-7} v = \frac{u_{kl}}{Z_{el}} + k_2 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{pS}{Z_{mech} + k_2^2 \cdot 10^{-7} Z_p} = \\ = \frac{u_{kl}}{Z_{el}} + \frac{k_2 \cdot 10^{-7}}{k_2^2 \cdot 10^{-7}} \cdot \frac{pS}{Z_p + Z_{mech}/k_2^2 \cdot 10^{-7}} = \frac{u_{kl}}{Z_{el}} + \frac{u_0}{Z_p + Z_{mech}/k_2^2 \cdot 10^{-7}}.$$

Das Verhalten des Mikrophones ist durch das gleiche Ersatzschaltbild festgelegt; nur tritt im rechten Zweig eine dem Schalldruck proportionale Urspannung

$$(33) \quad U_0 = pS/k_2$$

auf. Für den Ultraschallquarz erhalten wir beispielsweise  $u_0 = 5,8 \text{ mV}/\mu\text{bar}$ . Im übrigen ist bemerkenswert, daß die elektrischen Ersatzschaltbilder der Abb. 2a und Abb. 4a einander dual sind. Der Parallelschaltung des einen entspricht eine Serienschaltung des anderen, den Widerständen Leitwerte, die Urstromquelle des Magnetfeldwandlers geht in die Urspannungsquelle des

elektrostatischen Wandlers über. Die Ergebnisse der Theorie bezüglich der Frequenzabhängigkeit der Spannungen der einen Klasse gelten daher unverändert für die Stromstärken der anderen und umgekehrt. Tatsächlich ist ja

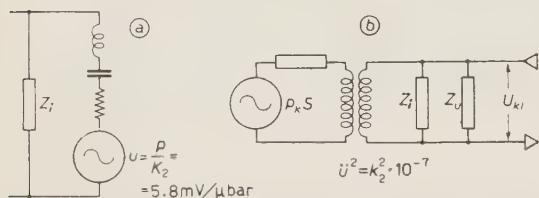


Abb. 4. - Ersatzschaltbild eines elektrostatischen Wandlers.

bekannt, daß magnetisches und elektrisches Feld zueinander duale Eigenschaften aufweisen.

Endlich kann man noch die mechanischen und elektrischen Grundgleichungen des elektrostatischen Wandlers mit Hilfe des Transformatorersatzschaltbildes der Abb. 4b vereinigen; nur handelt es sich hier im

Gegensatz zu oben um einen idealen Übertrager, dessen Übersetzungsverhältnis durch  $\ddot{u}^2 = k_2^2 \cdot 10^{-7}$  vorgegeben ist.

Sollen sämtliche Eigenschwingungen des Systemes berücksichtigt werden, so gehen wir von der mathematischen Lösung der Randwertaufgabe aus und drücken die Lösung durch Eigenschwingungen  $\xi_k$   $\xi_k(xy)$  aus. Wir erhalten

$$v(xy) = \sum_k v_k \xi_k = \sum_k \frac{p_k \xi_k}{R_k + j\omega M_k + 1/j\omega F_k} = \sum_k \frac{p_k \xi_k}{Z'_k},$$

wobei  $p_k = \int p \xi_k dx dy$  die  $k$ . Fourierkomponente der räumlichen Kraftverteilung darstellt. Setzen wir  $p_k = \gamma_k K$  ( $K$  äußere Gesamtkraft), so ist

$$v(xy) = K \sum_k \frac{\gamma_k \xi_k}{Z'_k} = K \sum_k \frac{1}{Z_k}$$

und  $\frac{1}{Z_{\text{mech}}} = \frac{v(xy)}{K} = \sum_k \frac{1}{Z_k}$  mit  $Z_k = Z'_k / \gamma_k \xi_k$ .

Die auf die Gesamtkraft bezogene Impedanz  $Z_{\text{mech}}$  ist somit als Parallelschaltung der Impedanzen  $Z_k$  darstellbar. Die Impedanz  $Z^*$  des Magnetfeldwandlers enthält also für jede Membranresonanz einen Parallelkreis der Art der Abb. 2a, wobei alle diese Kreise in Reihe liegen.

Sollen noch die evtl. Masse und die Federung der Schwingspule und der Spinne (die mit

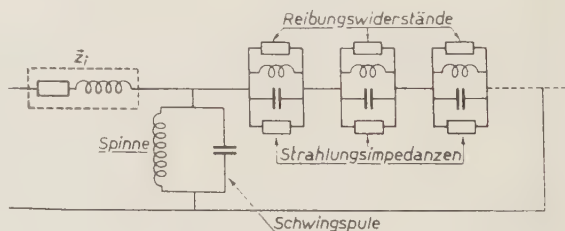


Abb. 5. - Vollständiges Ersatzschaltbild des Magnetfeldwandlers unter Berücksichtigung der Masse und Federung des Antriebssystems (Schwingspule) und sämtlicher Membranresonanzen.



$Z_{\text{mech}}$  in Reihe liegt) berücksichtigt werden, so erhalten wir das vollständige Ersatzschaltbild der Abb. 5, bzw. durch duale Übertragung das des elektrostatischen Wandlers.

## II. TEIL.

### Berücksichtigung der Relaxationsverluste.

a) *Der Magnetfeldwandler.* — Bei den vorangegangenen Betrachtungen haben wir die rein mechanischen Verluste in der mechanischen, die rein elektrischen Verluste in der elektrischen Impedanz des Wandlers streng berücksichtigt. Eine weitere wesentliche Gruppe, die Relaxationsverluste, blieben bisher unbeachtet. Sie kommen dadurch zustande, daß das magnetische Feld nicht unmittelbar der Stromstärke, das elektrische Feld im Dielektrikum nicht unmittelbar der Spannung Folge leistet, sondern daß beide eine gewisse Zeit und damit auch Energie für den endgültigen Aufbau beanspruchen. Das hat zur Folge, daß die induzierte Spannung beim Magnetfeldwandler der Bewegungsgeschwindigkeit und die elektrische Kraft  $k_{\text{el}}$  mit der gleichen Zeitkonstante der Stromstärke nacheilt. Die Grundgleichungen des Magnetfeldwandlers gehen also über in:

$$\mathfrak{S}_{\text{el}} = \mathfrak{f}_1 \cdot 10^7 \mathfrak{S}, \quad \mathfrak{A} = \mathfrak{f}_1 \mathfrak{S},$$

mit

$$(1) \quad \mathfrak{f}_1 = |\mathfrak{f}_1| \exp [-j\alpha]; \quad \alpha \text{ Phasenwinkel.}$$

Die Amplitude der elektrischen Scheinleistung  $|\mathfrak{A}| \cdot |\mathfrak{S}|$  bleibt weitherin gleich der Amplitude der mechanischen Scheinleistung, dagegen stimmen elektrische und mechanische Wirkleistung nicht mehr überein; es gilt vielmehr:

$$(2) \quad \frac{k_{\text{el}} v}{u i} = \frac{|\mathfrak{S}_{\text{el}}| \cdot |\mathfrak{S}| \cos(\varphi_i - \varphi_v + \alpha)}{|\mathfrak{A}| \cdot |\mathfrak{S}| \cos(\varphi_i - \varphi_v - \alpha)} = \frac{\cos(\varphi_i - \varphi_v + \alpha)}{\cos(\varphi_i - \varphi_v - \alpha)} = \frac{\cos \varphi}{\cos(\varphi - 2\alpha)},$$

$\varphi$  Phasenwinkel der mechanischen Impedanz.

d.h. der Wirkungsgrad der Energiewandlung hängt wesentlich von der Phase zwischen der Stromstärke und der Bewegungsgeschwindigkeit, d.h. der mechanischen Impedanz der Membran und damit von der Frequenz ab, und könnte demnach sogar größer als 100 % sein. Der Grund für dieses scheinbare Versagen der Rechnung liegt darin, daß als Folge der Relaxation der mechanische und elektrische Kreis mit einander gekoppelt sind, sodaß die vorhandene

mechanische Energie nicht nur vom elektrischen Kreis des Systemes, sondern auch zum Aufbau des inneren elektromagnetischen Feldes verbraucht wird. Infolge der Relaxationsverluste ist die Konstante  $k_1$  komplex geworden; für die mechanisch eingekoppelte elektrische Impedanz ergeben sich daher zunächst komplexe Schaltelemente.

Da komplexe Schaltelemente zu unübersichtlichen Ersatzschaltbildern führen, ist es zweckmäßig, sie durch reelle Elemente zu ersetzen und den Relaxationsverlusten durch zusätzliche Widerstände Rechnung zu tragen. Tatsächlich kann man beim Magnetfeldwandler die Phasenverschiebung zwischen der EMK und der Bewegungsgeschwindigkeit, bzw. zwischen der elektrischen Kraft und der Stromstärke durch einen Widerstand  $R_r$  parallel zu den Klemmen des Wandlers einwandfrei berücksichtigen. Wir erhalten so:

$$(4) \quad \mathfrak{A}_e = \frac{R_r}{R_r + \mathfrak{Z}_i} \mathfrak{A} = k'_1 \frac{R_r}{R_r + \mathfrak{Z}_i} \mathfrak{B} = \mathfrak{f}_1 \mathfrak{B}$$

$$(5) \quad \mathfrak{A}_{el} = k'_1 \mathfrak{B} = k'_1 \frac{R_r}{R_r + \mathfrak{Z}_i} \mathfrak{B} = \mathfrak{f}_1 \mathfrak{B}_i.$$

mit

$$\left\{ \begin{aligned} \mathfrak{f}_1 &= \frac{1}{1 + X_i/R_r} = \frac{1}{1 + j\omega\tau} \\ \tau &= \frac{X_i}{\omega R_r} = \frac{L_i}{R_r} \end{aligned} \right.$$

Die Symmetrie des Gleichungssystems bleibt, wie verlangt, erhalten. Schließlich ist es noch zweckmäßig,  $R_r$  nicht direkt, sondern erst nach dem Widerstand  $R_v$  (vergl. Abb. 6) zwischen die Klemmen des Wandlers zu legen. Die obigen Gleichungen werden dadurch nicht verändert. Der Widerstand  $R_r$  wird so vom gesamten Strom durchflossen und kann zur Darstellung der Kupferverluste des Wandlers herangezogen werden, während  $R_v$  die der Blindspannung und der Gegen-EMK, d.h. die dem gesamten magnetischen Fluß proportionalen Wirbelstrom-, Hysteres- und Nachwirkungsverluste zum Ausdruck bringt.

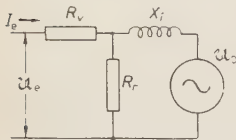


Abb. 6. – Ersatzschaltbild eines Magnetfeldwandlers mit Relaxationsverlusten.

Durch den Kunstgriff, den die Parallelschaltung des Verlustwiderstandes  $R_r$  bedeutet, sind wir wohl in der Lage, die Phasen des obigen Gleichungssystems korrekt wiederzugeben, nicht aber im allgemeinen den Absolutbetrag der Konstante  $k_1$ . Wir finden einen Ausweg, indem wir die Schaltung der Abb. 6 postulieren und unter  $k'_1$  dann nicht die Konstante des verlustlosen Systems, sondern die entsprechende, im allgemeinen frequenzabhängige Größe des verlustbehafteten Systems verstehen, wie wir sie eben unter der Voraussetzung des Verlustwiderstandes  $R_r$  messen.

(Bei der Behandlung des magnetischen Hörers beispielsweise setzen wir den magnetischen Widerstand des Permanentmagneten als frequenzabhängig voraus).

Die vorangegangenen Überlegungen sind von allgemeiner Gültigkeit, da ihnen keinerlei spezielle Annahmen zugrunde liegen. Es mag aber nicht uninteressant sein, die Theorie an Hand spezieller Beispiele nochmals abzuleiten und zu veranschaulichen.

*Beispiel:* Der magnetische Hörer.

Wir wollen bei dieser Ableitung jene Gleichungen zugrunde legen, die auch im Fall von Relaxationsverlusten streng gültig sind, nämlich:

1) Die Kraftgleichung:

$$K_{\text{mag}} = \frac{2S\mu B^2}{8\pi} \text{ dyn},$$

$2S$  = Fläche der Magnetpole,  $B$  Flußdichte (Gauss).

2) Die Spannungsgleichung:

$$u = N \frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ Volt}$$

$N$  Zahl der Windungen der Hörerwicklung,

$\Phi$  Fluß (Maxwell).

Der magnetische Fluß setzt sich aus dem Polarisationsfluß  $B_0$  und dem durch die in der Wicklung fließende Stromstärke erzeugten Wechselfluß  $b$  zusammen. Die auf die Eisenmembran des Hörers ausgeübte magnetische Anziehungskraft ist somit gekennzeichnet durch:

$$k_{\text{mag}} = \frac{2S(B_0 + b)^2}{8\pi} = \frac{S}{4\pi} B_0^2 + \frac{SB_0}{2\pi} b + \frac{Sb^2}{4\pi}.$$

Vernachlässigt man die uninteressante konstante magnetische Anziehungskraft und das Quadrat des als klein anzusehenden magnetischen Wechselflusses, so ergibt sich:

$$k_{\text{mag}} = \frac{SB_0}{2\pi} b + \dots$$

Andererseits ist die in der Wicklung induzierte Spannung  $u_{\text{ges}}$  (vom Ohmschen Spannungsabfall abgesehen):

$$u_{\text{ges}} = N \frac{d\Phi}{dt} 10^{-8} = u_{\text{ind}} + u_{\text{Bew}}.$$

Diese Gesamtspannung setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Der eine wird durch die Änderung des magnetischen Flusses als Folge der Membranbewegung

hervorgerufen und entspricht als solcher unserer EMK, bzw. Gegen EMK; den zweiten erzeugt die in den Windungen fließende Stromstärke. (Spannungsabfall in der Selbstinduktion der Schwingerwicklung). Unser Kraftgesetz kann somit in folgender Form geschrieben werden:

$$k_{\text{mag}} = \frac{B_0}{2\pi} (Sb) = \frac{B_0}{2\pi j\omega} \frac{d\Phi}{dt} = \frac{B_0 \cdot 10^8}{2\pi j\omega} \frac{1}{N} (u_{\text{Bew}} + u_{\text{ind}}).$$

Infolge der Wirbelstromverluste im Magnetmaterial und in der Membran ist der durch die Selbstinduktion der Spule hervorgerufene Spannungsabfall nicht genau mit der Stromstärke in Phase. Wir tragen dieser Tatsache durch Annahme einer komplexen Selbstinduktion, bzw. was damit gleichbedeutend ist, eines komplexen magnetischen Widerstandes  $\mathfrak{R}_{\text{mag}}$  des magnetischen Kreises (Membran in Mittellage) Rechnung und setzen:

$$\mathfrak{U}_{\text{induktiv}} = \mathfrak{Z}\mathfrak{Z}$$

mit

$$\mathfrak{Z} = \frac{4\pi N^2}{\mathfrak{R}_{\text{mag}}} \cdot 10^{-8} = |\mathfrak{Z}| \exp [j\varphi] \text{ Henry}.$$

Die durch die Membranbewegung erzeugte Spannung  $\mathfrak{U}_{\text{Bew}}$  ist offenbar auch hier der Bewegungsgeschwindigkeit der Membran proportional. Um sie zu berechnen, drücken wir den der Vormagnetisierung entsprechenden Anteil des Wechselflusses  $\Phi'$  durch die konstante magnetomotorische Kraft  $M$  des Permanentmagneten, den komplexen magnetischen Widerstand des magnetischen Kreises

$$\mathfrak{R}_{\text{ges}} = \mathfrak{R}_{\text{mag}} + \frac{2x}{S} = R_{\text{mag}} + jX_{\text{mag}} + \frac{2x}{S},$$

$2x$  = Verlängerungen des Luftspaltes bei der Verschiebung  $x$  der Membran  
 $S$  = Querschnitt des magnetischen Kreises (Polfläche)

aus und erhalten ähnlich wie im elektrischen Parallelfall:

$$M = R(\Phi_0 + Sb) + jX_{\text{mag}}Sb + \frac{2x}{S}(\Phi_0 + Sb).$$

Da  $M = R\Phi_0$  und  $2xb$  von zweiter Ordnung klein ist, folgt aus der letzten Gleichung:

$$Sb = \frac{2x}{S} \cdot \frac{\Phi_0}{\mathfrak{R}} = \frac{B_0}{\mathfrak{R}} \cdot 2x,$$

mit

$B_0 = M/R_0$  = zeitlich konstante Flußdichte als Folge der Vormagnetisierung  
 $R_0$  = magnetischer Widerstand des magnetischen Kreises bei der Frequenz 0



und weiterhin:

$$u_{\text{Bew}} = N \frac{d\Phi'}{dt} \cdot 10^{-8} = \frac{NB_0 R_0}{\Re_{\text{mag}}^2} \cdot 2 \frac{dx}{dt} \cdot 10^{-8} \text{ [Volt]}$$

bzw.

$$\mathfrak{U}_{\text{Bew}} = \mathfrak{U} = \mathfrak{f}_1 \mathfrak{S},$$

mit

$$\mathfrak{f}_1 = \frac{2NB_0}{\Re_{\text{mag}}} 10^{-8}.$$

Tragen wir die letzten Ergebnisse in den Kraftansatz ein, so folgt:

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}_{\text{mag}} &= \frac{B_0}{2\pi j\omega} \frac{10^8}{N} (\mathfrak{f}_1 \mathfrak{S} + j\omega \mathfrak{S} \mathfrak{S}) = \frac{B_0}{2\pi j\omega} \frac{1}{N} \frac{2NB_0}{\Re_{\text{mag}}} \mathfrak{S} + \frac{B_0 \cdot 10^8 j\omega 4\pi N^2 \cdot 10^{-9}}{2\pi j\omega N \Re_{\text{mag}}} \mathfrak{S} = \\ &= \frac{1}{j\omega} \frac{B_0^2}{\pi \Re_{\text{mag}}} \mathfrak{S} + \frac{2B_0 N}{\Re_{\text{mag}}} \mathfrak{S} \cdot 10^{-1} = \mathfrak{S}'_{\text{mech}} \mathfrak{S} + \mathfrak{f}_1 \mathfrak{S} \cdot 10^0, \end{aligned}$$

mit

$$\mathfrak{S}'_{\text{mech}} = \frac{1}{j\omega} \left( \frac{B_0^2}{\pi \Re_{\text{mag}}} \right) = \frac{\mathfrak{f}_1^2}{j\omega \mathfrak{S}}$$

Das erste Glied der rechten Seite ist von der Stromstärke  $\mathfrak{S}$  unabhängig und somit am Energiewandlungsprozess nicht beteiligt. Da es der Bewegungsgeschwindigkeit proportional ist und auf der Kraftseite der Bewegungsgleichung auftritt, stellt es vielmehr eine Verringerung der mechanischen Impedanz der Membran dar, offenbar infolge der konstanten Vormagnetisierung des Hörers. Denn sobald sich die Membran dem Magneten nähert, nimmt infolge der Verringerung des magn. Widerstandes des Luftspaltes der Kraftfluß und mit ihm die auf die Membran ausgeübte Anziehungskraft zu. Diese zusätzliche Kraft ist aber der Rückstellkraft der Membran entgegengerichtet, sodaß sie einer Verringerung der wirksamen Membransteife gleichkommt. Da  $\mathfrak{f}_1$  komplex ist, ist diese negative Federung verlustbehaftet.

Es sei besonders betont, daß dieses 1. Glied zur mechanischen Impedanz des magnetisierten Hörers gehört und mit ihr untrennbar verknüpft ist. Es tritt auch in Erscheinung, wenn wir die Wicklung des Hörers entfernen und es alsdann mit einem gewöhnlichen mechanischen System zu tun haben. Wenn wir die mechanischen Eigenschaften des Hörers messen, so wird, wie immer wir auch vorgehen, dieses Glied in der mechanischen Impedanz erfaßt. Es ist daher physikalisch unrichtig, es etwa mit der Antriebskraft des Hörers zu vereinigen, wie das in der Literatur zumeist geschieht.

Das zweite Glied stellt die der Stromstärke proportionale und infolge der endlichen Aufbauzeit des Feldes (Wirbelstromeinwirkung) ihr nachteilende elektrische Antriebskraft dar:

$$\mathfrak{R}_{\text{el}} = \mathfrak{f}_1 \cdot 10^0 \mathfrak{S}.$$

Die entsprechende zweite Gleichung war:

$$\mathfrak{U} = \mathfrak{f}_1 \mathfrak{B},$$

womit die Symmetrie des Gleichungssystems in diesem Spezialfall bewiesen ist.

b) Der elektrostatische (piezoelektrische) Wandler. – Im elektrostatischen Fall gehen wir völlig analog vor. Die Grundgleichungen lauten:

$$\mathfrak{Q}_{el} = \mathfrak{f}_2 \mathfrak{U}, \quad \mathfrak{q} = \mathfrak{f}_2 \mathfrak{x}, \quad \mathfrak{f}_2 = |\mathfrak{f}_2| \exp[j\alpha].$$

Da, wie schon erwähnt, elektrostatisches Feld und Magnetfeld sich vollkommen dual (widerstandsreziprok) verhalten, lassen sich die bisher gewon-

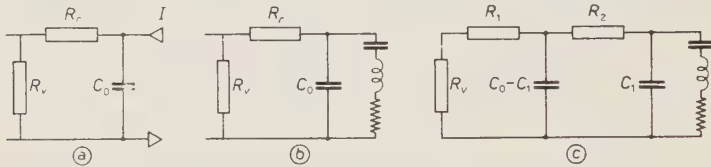


Abb. 7. – Ableitg. d. korrekt. Ersatzschaltbildes d. elektrost. bzw. piezoelek. Wandler.

nenen Ergebnisse ohne weiteres in die des elektrostatischen Wandlers übersetzen. Wenn wir also die Parallelschaltung in eine Serienschaltung, die Selbstinduktion in eine Kapazität, die Spannungsquelle in eine Stromquelle verwandeln, geht das Schaltbild der Abb. 6 in das der Abb. 7a über. Dieses Schaltbild ist aber noch nicht allgemein genug, wie wir bei seiner Anwendung auf den Ultraschallquarz (Abb. 7b) erkennen. Wenn wir nämlich den Quarz festbremsen, d.h. praktisch außerhalb seiner Resonanz betreiben, so müßte  $R_r$  den dielektrischen Verlustwiderstand darstellen und eine sehr kleine Größe sein im Widerspruch zum experimentellen Befund (vergl. weiter unten).

Wollen wir den experimentellen Ergebnissen Rechnung tragen, so müssen wir das Schaltbild in das der Abb. 7c abändern.  $R_1$  stellt dann im wesentlichen die dielektrischen Verluste bei tiefen Frequenzen dar ( $R \ll 1/j\omega C_1$ ),  $R_2$  in Verbindung mit der relativ kleinen Kapazität  $C_1$  die Relaxationsverluste bei hohen Frequenzen. Da  $R_2$  bei hohen Frequenzen parallel zu  $C_0 - C_1$  liegt und der Verlustwinkel des Quarzes auch bei hohen Frequenzen relativ gering ist, muß  $R_2$  verhältnismäßig hochohmig sein. Um nun das Schaltbild besser verstehen zu können, transformieren wir es dual in das des Magnetfeldwandlers (vergl. Abb. 8) zurück. Wir erkennen, daß der Widerstand  $R_1$  Relaxationsverluste darstellt, die mit der Gesamtspannung, d.h. mit sämtlichen Kraftlinien

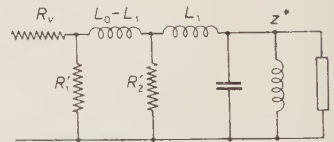


Abb. 8. – Ersatzschaltbild des Magnetfeldwandlers bei zwei verschiedenen Relaxationsvorgängen.

verknüpft sind, und daß der Widerstand  $R_2$  zusätzliche Verluste zum Ausdruck bringt, die nur mit einem Teil des Kraftflusses verkoppelt sind. Die Relaxationsverluste, zu denen auch die Wirbelstromverluste zu zählen sind, hängen eben unter anderem auch vom Weg der einzelnen Kraftlinien im magnetischen Kreis ab; einzelne bauen sich daher schneller, andere langsamer auf.

Analoge Verhältnisse müssen auch für den elektrostatischen Fall zutreffen: Einem Teil des Feldes entspricht eine sehr kleine Aufbauzeit und damit auch ein sehr kleiner Verlustwiderstand  $R_1$ , dem anderen Teil dagegen eine größere Aufbauzeit (Relaxationszeit) bzw. ein größerer Verlustwiderstand und ein größerer Verlustwinkel. Bei tiefen Frequenzen ist, wenn man den Einfluß der mechanischen Bewegung ausschaltet (d.h. außerhalb der Resonanzfrequenz des Quarzes) der Verlustwinkel im wesentlichen durch den Widerstand  $R_1$  in Reihe mit der Gesamtkapazität  $C_0$  gegeben. Denn infolge der Serienkapazität  $C_1$  ist der durch  $R_2$  fließende Strom nur gering. Mit zunehmender Frequenz nimmt die Impedanz der Serienkapazität  $C_1$  ab und der Verlustwinkel wird größer.

Die kürzeste Aufbauzeit entspricht dem elektrostatischen Feld im Vakuum, die größte offenbar dem durch den Dipolanteil der Dielektrizitätskonstante hervorgerufenen Feld. ( $C_0 - C_1$  erzeugt daher im allgemeinen — bis auf einen durch den Dipolanteil der Dielektrizitätskonstante bedingten Bruchteil — den elektrischen Verschiebungsstrom — während die Kapazität  $C_1$  den bei hohen Frequenzen ausfallenden Dipolanteil des Verschiebungsstromes darstellt). Bei höheren Frequenzen wird man noch ( $C_0 - C_1$ ) in einen reinen Vakuumanteil und einen oder mehrere weitere mit wachsender Frequenz wieder ausfallende Anteile zerlegen müssen.

Um den Relaxationsvorgang mathematisch zu erfassen, gehen wir von der Kraftgleichung in der folgenden Form aus:

$$k'_{el} + dk'_{el}/dt = k'_2 u.$$

Die Größe  $\tau$  pflegt man als Relaxationszeit zu bezeichnen, denn für eine plötzlich aufgelegte Gleichspannung lautet die Lösung:

$$k'_{el} = \text{const} \cdot \exp[-t/\tau];$$

$\tau$  ist also die Zeit, in der die Größe  $k'_{el}$  sich ihrem stationären Endwert bis auf den Bruchteil  $1/e$  nähert. Für periodische Spannungen liefert die obige Gleichung:

$$k'_{el}(1 + j\omega\tau) = k'_2 u,$$

d.h.

$$k'_{el} = k'_2/(1 + j\omega\tau)u.$$

wobei die Konstante  $k_2$  genau von der Form II Gl. 4 ist. Das Ersatzschaltbild

der Abb. 7b bringt somit das strenge Verhalten des Wandlers im Falle eines einzigen Relaxationsvorganges zum Ausdruck.

Bezeichnen wir als  $k'_{el} = k'_2 u$  den erst bei sehr hohen Frequenzen ausfallenden Anteil der piezoelektrischen (elektrostatischen) Kraft (d.h. jenen Anteil, der wesentlich kleineren  $\tau$ -Werten entspricht), so gilt:

$$k_{el} = k_{el}'' - k'_{el} = \frac{k_2'' u}{1 + j\omega\tau_2} + \frac{k_2' u}{1 + j\omega\tau_1} = k_2 u$$

Für  $\omega\tau = 1$  erreicht der Imaginärteil, wie man durch Differenzieren leicht nachweist, sein Maximum. Bei der Frequenz  $f_0 = 1/2\pi\tau$  treten daher besonders große Relaxationsverluste auf. Unterhalb dieser Frequenz ist der Realteil der Konstante  $k_2$  näherungsweise gleich der Konstante  $k_{20}$  für tiefe Frequenzen, oberhalb dagegen um den der Relaxationszeit entsprechenden Anteil  $k'$  kleiner.

Setzen wir wie oben

$$(13,7) \quad k_2 = \frac{k_2'}{1 + j\omega\tau_1} + \frac{k_2''}{1 + j\omega\tau_2},$$

so folgt für die durch die mechanische Bewegung hervorgerufene Impedanz:

$$\frac{1}{Z^*} = \frac{k_2^2 \cdot 10^{-7}}{Z_m} = \frac{k_2'^2}{(1 + j\omega\tau_1)^2} + \frac{2k_2'k_2''}{(1 + j\omega\tau_1)(1 + j\omega\tau_2)} + \frac{k_2''^2}{(1 + j\omega\tau_2)^2}.$$

Jeder der Komponenten ( $k_2'$  und  $k_2''$ ) von  $k_2$  entspricht somit ein Ersatzschaltbild der Abb. 7b. Das mittlere Glied auf der rechten Seite der letzten Beziehung bringt die Kopplung der beiden Relaxationsvorgänge durch das mechanische System zum Ausdruck. Wir können es bei tiefen Frequenzen ( $\omega < 1/\tau_1, 1/\tau_2$ ) mit genügender Näherung ersetzen durch:

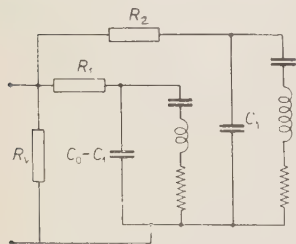


Abb. 9. – Vollständiges Ersatzschaltbild des elektrostatischen Wandlers im Fall von Relaxationsverlusten.

$$(13,9) \quad \frac{2k_2'k_2''}{(1 + j\omega\tau_1)(1 + j\omega\tau_2)} = \frac{k_2'''^2}{\left(1 + j\omega \frac{\tau_1 + \tau_2}{2}\right)^2}.$$

Es stellt somit ebenfalls einen ähnlichen elektrischen Kreis dar. Wenn wir annehmen, daß  $k_2'' \ll k_2'$  ist, so kann das letzte Glied der rechten Seite vernachlässigt, d.h. der Serienkreis als sehr hochfrequent angesehen werden. Abb. 9 zeigt das entsprechende Ersatzschaltbild.

Da die verschiedenen Anteile der Dielektrizitäts- bzw. Piezokonstanten voneinander unabhängig sind, müßte man das Ersatzschaltbild korrekt nach Abb. 9 zeichnen. Praktischen Zwecken dürfte jedoch das Ersatzschaltbild der Abb. 7c bzw. der Abb. 10 genügen.



Streng genommen müßte sogar die stetige Verteilung der rein elektrischen Impedanz und der eingekoppelten mechanischen Impedanz d.h. sämtliche Eigenfrequenzen berücksichtigt werden. Das Ersatzschaltbild wäre dann die in Abb. 11 dargestellte offene elektrische Leitung, bzw. das für mehrere Eigenfrequenzen verallgemeinerte der Abb. 4, das wir am einfachsten wieder durch Übersetzung des Schaltbildes des Magnetfeldwandlers der Abb. 5 gewinnen.

Das Verhalten des Senders ist also nur in der Nähe seiner Resonanz durch das einfache Ersatzschaltbild darstellbar, bei tiefen und höheren Frequenzen dagegen müssen die Leitungsgleichungen zugrunde gelegt, bzw. was damit gleichbedeutend ist, auch die übrigen Eigenfrequenzen berücksichtigt werden.

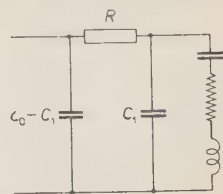


Abb. 10. – Für praktische Zwecke genügendes Ersatzschaltbild des elektrostatischen Wandlers.

#### Anwendung auf den Ultraschallquarz.

Die Relaxationszeit für die Einstellung der molekularen Dipole ist beim Quarz mindestens von der Größenordnung  $10^{-8}$  s. Das bedeutet praktisch, daß bei Schwingungsfrequenzen von weniger als  $10^8/2\pi \cong 10^7$  Hz bereits beträchtliche Relaxationsverluste zu erwarten sind. Sobald die Frequenz ein MHz überschreitet, müssen wir daher mit einem merklichen Abfall der Schalleistung

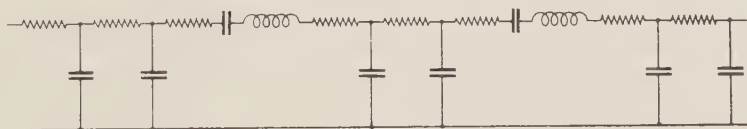


Abb. 11. – Leitungersatzschaltbild des Ultraschallquarzes.

gegenüber der gebräuchlichen Theorie und einer beträchtlichen Erwärmung des Quarzes rechnen. Auf die abgestrahlte Schalleistung darf dann nicht mehr aus der Erwärmung eines den Quarz umspülenden Ölbades geschlossen werden.

Orientierende Messungen zeigen, daß für einen 1,5 MHz Quarz der Widerstand  $R_1$  in Abb. 9 von der Größenordnung einiger Ohm,  $R_2$  von der Größenordnung einiger 100 kilohm je  $\text{cm}^2$  Quarzfläche ist.  $C_0$  ist von der Größenordnung 1 pF,  $C_1$  von der Größenordnung 0,01 pF je  $\text{cm}^2$ . In Luft oder Vakuum ist die Impedanz des Serienzweiges von der Größenordnung 100 Ohm. Der Quarzstrom fließt daher praktisch nur durch den Widerstand  $R_1$ , nicht aber durch den hochohmigen Widerstand  $R_2$ . Das Ersatzschaltbild des Hochfrequenzquarzes stimmt daher im wesentlichen mit den üblichen Ersatzschaltbildern überein. Für den in Flüssigkeit betriebenen Ultraschallquarz ist die



Impedanz des Serienresonanzzweiges wegen des hohen Strahlungswiderstandes sehr groß (von der Größenordnung  $1 \text{ M}\Omega/\text{cm}^2$ ), sodaß die Reihenwiderstände  $R_1$  und  $R_2$  keinen wesentlichen Einfluß auf die Stromverteilung ausüben. Da aber  $R_2$  von der gleichen Größenordnung wie die Impedanz des mit ihm in Reihe liegenden Kreises ist, wird ein nennenswerter Bruchteil der zugeführten elektrischen Leistung im Ultraschallquarz in Wärme umgewandelt.

Die Erfahrung zeigt, daß innermolekulare Relaxationsvorgänge durch geringe Fremdsubstanzen wesentlich beeinflußt werden, und daß die Relaxationszeiten durch Verunreinigungen stark abnehmen. Es ist daher zu erwarten, daß der Relaxationswiderstand  $R_r$  ebenfalls stark von Verunreinigungen abhängt, und daß unter Umständen leicht verunreinigte Quarze bessere Ultraschallschwinger darstellen, als reine. Die Erfahrungstatsache, daß nicht alle optisch und elektrisch einwandfreien Quarze gleich gute Ultraschallquarze sind, findet so ihre theoretische Bestätigung.

Ferner erkennen wir, daß bei höheren Frequenzen auch die Resonanzkurve des Ultraschallquarzes anders verlaufen muß, als die elementare Theorie angibt. Denn sowie sich die Frequenz von der Parallelresonanzfrequenz des rechten Quarzzweiges (Abb. 9) entfernt, sinkt die Stromstärke und zwar nicht allein infolge der Verstimmung des rechten Serienzweiges (Strahlungszweig), sondern auch durch den zusätzlichen Spannungsabfall im Verlustwiderstand  $R_2$ . Tatsächlich überzeugt man sich durch Messung, daß die Resonanzschärfe des Quarzes, beispielsweise im Frequenzbereich 1-2 MHz, größer ist, als sie nach der gebräuchlichen Theorie sein dürfte.

Schließlich wird durch die Theorie auch verständlich, warum ein Ultraschallquarz in seinen Oberschwingungen weniger Energie abgibt: Infolge der Relaxation wird nämlich zusätzlich Energie in Wärme verwandelt, sodaß der Quarz trotz seiner vernachlässigbar kleinen inneren Reibung einen durchaus merkbaren Bruchteil der zugeführten elektrischen Energie absorbiert: die nutzlos mitschwingenden Quarzteile belasten den Kreis mit ihren Relaxationsverlusten und die Abstrahlung ist merklich schwächer, als die einer bei der gleichen Frequenz im Grundton schwingenden Quarzscheibe. Da sich die genannten Effekte schon bei Frequenzen von ungefähr einem Megahertz experimentell bemerkbar machen, darf eine Relaxationsfrequenz  $f_0$  von der Größenordnung 10 MHz als erwiesen gelten. Da sich ferner alle übrigen piezoelektrischen Stoffe ähnlich verhalten, wird klar, warum die piezoelektrischen Methoden sich bei der Erzeugung hoher Ultraschallfrequenzen nicht bewähren.

## Ultraschallreaktionen in Spirituosen.

( VERSUCHE IN TECHNISCHEM MASSTAB )

W. SPECHT

*Ludwigsstadt/Ofrn.*

Die Vielfältigkeit nicht nur physikalischer, sondern auch chemischer und biologischer Ultraschallreaktionen ist seit langer Zeit literaturbekannt.

Die Ultraschalluntersuchungen auf chemischem Gebiet erstreckten sich vornehmlich auf Experimente im Laboratorium, deren Ergebnisse teils überraschend und in der Regel geeignet waren, die aufgeworfene Fragestellung positiv zu bescheiden.

Die Schwierigkeiten, Ergebnisse aus Laboratoriumsversuchen auf industrielle Maßstäbe zu übertragen, sind hinlänglich bekannt. Nicht selten scheiterten diese Versuche und zwar maßgeblich mit aus dem Grunde, weil die erforderlichen Ultraschall-Großleistungsgeräte für technische Einsätze fehlten.

Seit etwa einem Jahr stehen u.a. piezoelektrische Ultraschallgeräte zur Verfügung, die bei hoher Frequenz (1 000 kHz und darüber) technischen Anforderungen zu genügen scheinen.

Die Ultraschallbehandlung frisch hergestellter Spirituosen zwecks beschleunigter Alterung und Veredelung wurde m.W. erstmalig in technischem Maßstab mit dem Ultrasonator T 300a samt Hochfrequenzgenerator (Frequenz 1 000 kHz) der Firma Ultrakust durchgeführt. Die 6 Quarze des Gerätes geben bei voller Leistung durchschnittlich 300 Schallwatt an die zu behandelnden Flüssigkeiten ab. Unter diesen Versuchsbedingungen wurde konstant gearbeitet, sodaß die Ergebnisse miteinander vergleichbar sind.

Die Menge der durchschnittlich behandelten Flüssigkeiten betrug 100 Liter, wurde aber auch auf 1 000 Liter und darüber vergrößert.

An der Ultraschallwirkung sind die jeweils benutzte Schallfrequenz, die angewandte Schallintensität und Beschallungsdauer maßgeblich beteiligt. Bei den Schalleinflüssen auf chemische Prozesse ist es weiterhin nicht gleichgültig, ob mit stehenden Schallwellen oder mit undefinierten fortschreitenden Wellen gearbeitet wird. Stehende Wellen scheinen eine bessere Wirkung zu haben,

weil in diesen die Druck-, Geschwindigkeits- und Beschleunigungswerte erheblich gesteigerte Beträge annehmen.

Die Oxydationserscheinungen, die während der Beschallung zu beobachten sind und durch die von GLEU beschriebene Luminiscenz des 3-Aminophtalsäurehydrazids bewiesen werden, beruhen offenbar nicht primär auf der Bildung von  $H_2O_2$ ; denn die oxydierende Wirkung des Ultraschalls tritt auch bei vollständiger Abwesenheit von Sauerstoff auf, wenn Wasser vorhanden ist. Sie geht parallel mit den Luminiscenzphänomenen. Diese sind durch elektrische Entladungen bedingt, die von den Wänden der Kavitationsblasen ausgehen. Dadurch kommt es zu einer starken Ionisation des Wassers und zur Bildung von freien Radikalen (OH) wie bei den Röntgenstrahlen und den kurzwelligen ultravioletten Strahlen. Diese Radikale werden auf Grund ihrer hohen Wirksamkeit derzeit in erster Linie für die Steuerung von Richtung und Geschwindigkeit chemischer Ultraschallreaktionen verantwortlich gemacht.

Die Versuchsansätze wurden bei konstanter Frequenz insbesondere zwecks Beobachtung von Estersynthese und -abbau mit zeitlicher Abstufung beschallt.

Das chemische Geschehen erwies sich aber als noch durchaus in hypothetischen Anschauungen verhaftet, die Deutung der den Reaktionen zugrundeliegenden Vorgänge als noch unsicher, besonders wenn man vorerst die stattfindenden Umsetzungen nur indirekt aus der veränderten chemischen Zusammensetzung der Substrate erschließen kann. Hinzu kommt, daß sich die ultraschallbedingten Vorgänge gleichsam nur in der Peripherie der Spirituosen abspielen, woraus sich weitere Schwierigkeiten in der Beurteilung ergeben.

Die Mitteilungen beschränken sich auf Ergebnisse, an Spirituosen erzielt, zu deren Herstellung beste Spritsorten, einwandfreie Aromen und Extrakte benutzt worden waren.

Bereits eingangs soll darauf verwiesen werden, daß das Ultraschallverfahren nicht geeignet ist, Spirituosen minderer Qualität qualitätssteigernd oder in Abänderung der ursprünglichen Note zu verfeinern, wenn dies vereinzelt, sensationell berichtete Zufallsergebnisse zunächst vielleicht auch vermuten ließen.

Die *degustative Prüfung* der beschallten Spirituosen fiel bei genauer Einstellung der in jedem Falle experimentell zu ermittelnden Beschallungsdauer fast durchweg zu Gunsten des Verfahrens aus, wobei es gleichgültig war, ob Liköre oder solche Fabrikate vorgelegt wurden, bei denen die Spritnote vorherrscht.

Wurden demgegenüber Beschallungen willkürlich über einen bestimmten Grenzwert ausgedehnt, so waren nicht selten Veränderungen sowohl im Aroma als auch Abflachung des Gesamtcharakters der Spirituosen feststellbar.

Es wurde versucht, *auf chemisch-analytischem Wege* durch laufende, alsbald nach den Beschallungen vorgenommene Kontrollbestimmungen von Gesamtsäure, flüchtiger Säure, pH-Wert, Ester, Aldehyd und Fuselöl sowie durch

spektroskopische Untersuchungen einen ersten Einblick in die ultraschallbedingten Reaktionsabläufe zu gewinnen. Aus den Reihen, in denen die Analysenwerte in Abhängigkeit von den systematisch teils ins Extreme gesteigerten Beschallungsdauern zusammengestellt sind, ergaben sich mit auffälliger Konvenienz folgende Gesichtspunkte:

Eine Abnahme des *Alkoholgehalts* ließ sich trotz zumeist sinnfälliger Milderung der Spritnote nicht feststellen. Wesentliche Temperatursteigerungen wurden unter den gegebenen Versuchsbedingungen auch nicht beobachtet.

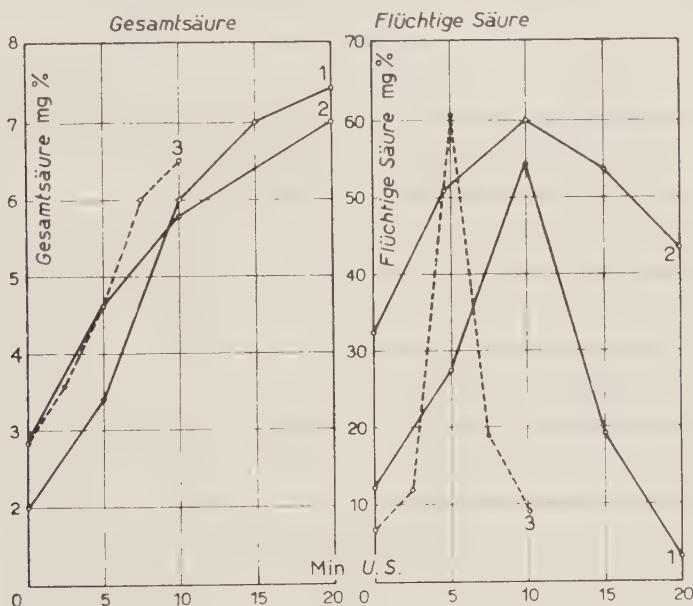


Diagramm 1. — Veränderung des Säuregehaltes durch US.  
(1 u. 2. Weinbrand; 3. Trinkbranntwein).

Das *spektrale Verhalten* der unbeschallten Spirituosen glich in jedem Falle dem der beschallten Proben je Versuchsreihe. Extinktionskurven konnten indessen bislang noch nicht aufgenommen werden.

Die pH-Werte unterlagen keiner entscheidenden Veränderung (kolorimetrische Bestimmungen).

Ein Abbau von *Fruchtsäuren* wurde bei Likören nicht beobachtet.

Die *Gesamtsäure* hielt sich in der Regel im Rahmen der natürlichen Schwankungsbreite konstant oder zeigte Werte von nur geringfügig steigender bzw. fallender Tendenz, Streuungen, die zunächst nicht ohne weiteres als entscheidend zu bewerten sind und die Gefahr von Überoxydationen ausschließen.

Lediglich bei gewissen Weinbrand- und Trinkbranntweinsorten stiegen die Säurewerte mit zunehmender Beschallungsdauer (20 Min.) von 2-7,4 mg %



(bis zu 270% des Ausgangswertes) an, während die jeweiligen Ester- und Aldehydgehalte je Untersuchungsreihe nur geringfügige Schwankungen zeigten.

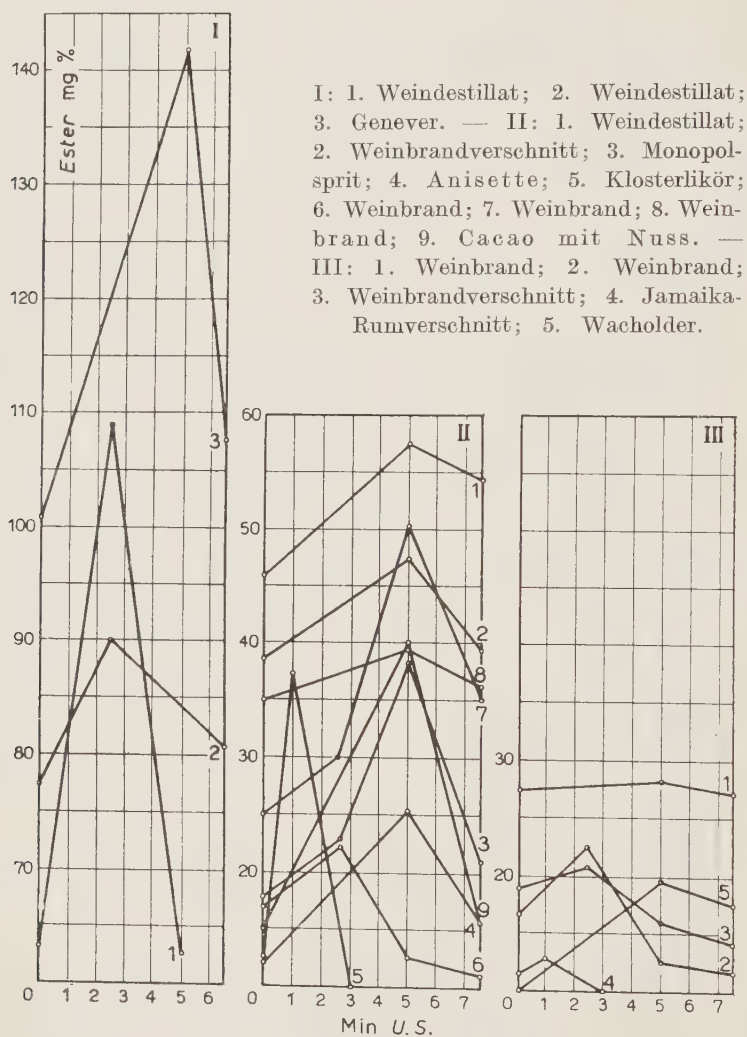


Diagramm 2. — Veränderungen i.d. Esterfraktion durch US.-Einwirkung.

Diese Säuerungen dürften im Zusammenhang mit dem Verhalten der flüchtigen Säure stehen, die — soweit es sich anteilig um Schweflige Säure handelt — auf Grund allerdings bisher nur qualitativer Prüfungen zu Schwefelsäure oxidiert wird und mittelbar den bedenklichen Anstieg der Gesamtsäure bedingt. (Diagramme 1 und 6).

Demgegenüber traten wiederholt nach den Beschallungen erhebliche, aller-

dings uneinheitliche Veränderungen im *Estergehalt* auf. Abgesehen von einigen Beispielen, in denen der Ester nach ca. 10 Minuten Beschallung um maximal 70 % vorübergehend unter den Wert der unbeschallten Spirituose absank, um

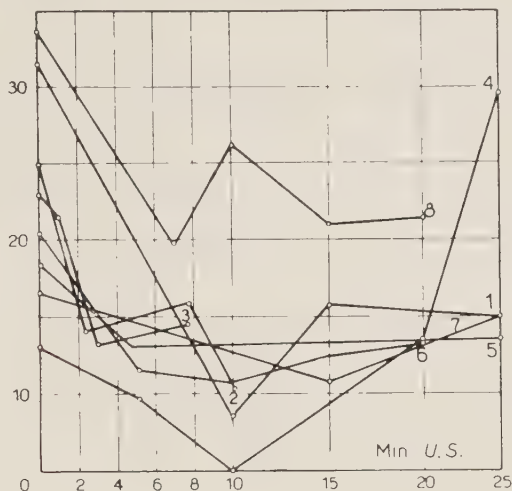


Diagramm 3. – Veränderungen i.d. Esterfraktion durch US-Einwirkung.

1. Kornsprit; 2. Münsterländer; 3. Zitrone-Eis.; 4. Cacao mit Nuss.; 5. Bitterlikör;  
6. Rumverschnitt; 7. Holl. Sprit 96%; 8. Rumverschnitt.

dann langsam wieder anzusteigen, bewirkte der Ultraschalleinfluß vorwiegend Esteranstiege bis zu 120 % des Ausgangswertes. Diese Maximalwerte wurden insbesondere bei Weindestillaten schon nach 2,5 bis 5 Minuten erhalten, während z.B. Weinbrand nach derselben Ultraschalleinwirkungszeit nur ganz geringfügige, praktisch zu vernachlässigende Esterbewegungen zeigte und anschließend mit Esterabbau reagierte. (Diagramme 2 und 3).

Mit der notwendigen Zurückhaltung sei darauf hingewiesen, daß Beziehungen zwischen den ultraschallbedingten Esterbewegungen und denen des Aldehyds zu bestehen scheinen. Beim Monopolsprit beispielsweise war bei relativer Konstanz des Gesamtsäurespiegels mit dem Esteranstieg ein Absinken des Aldehyds und umgekehrt zu erweisen. Man kann in diesem Zusammenhang auch an die Entstehung von Halbacetalen und Acetalen denken, die als Nebenprodukte der Oxydation von Alkoholen beobachtet werden und sich z.B. auch beim natürlichen Altern des Weines bilden. (Diagramm 4).

Analog stieg in Destillaten hohen Sulfitgehalts (frische Destillate aus geschwefelten Deutschen Weinen) bei gleichzeitiger Abnahme der flüchtigen Säure nach kurzer Ultraschalleinwirkung die Esterfraktion beträchtlich, fiel aber bei protrahierter Beschallung sinnfällig wieder ab, indem zugleich die *flüchtige Säure* (vorwiegend Schweflige Säure) teils außergewöhnliche Zunahmen erfuhr.

In diesen nicht unkomplizierten Fällen könnten Alkylsulfite Essigsäureäthylester vorgetäuscht haben.

Es ließ sich nachweisen, daß durch die Beschallung *Fuselöle* abgebaut

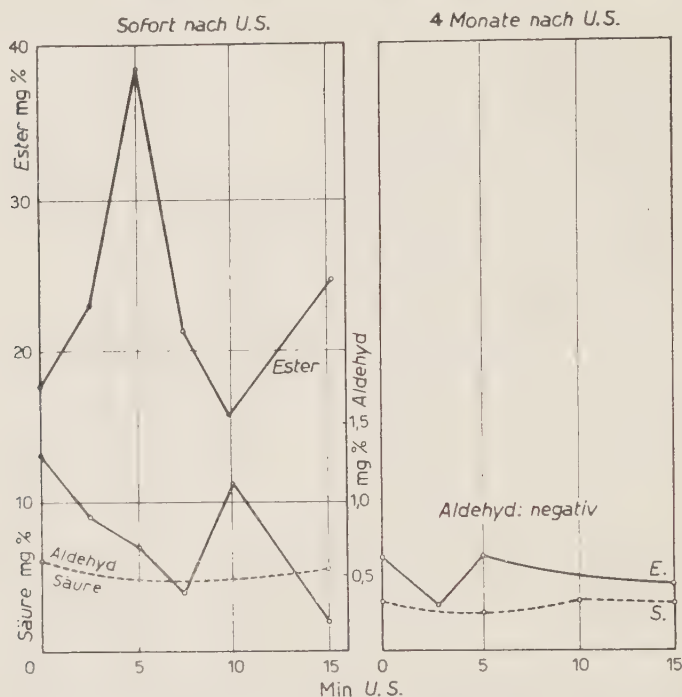


Diagramm 4. – Monopolsprit. Ester, Aldehyd und Gesamtsäure in Abhängigkeit von der Beschallungsdauer.

werden, d.h. die hochmolekularen, leicht oxydierbaren Alkohole erliegen offenbar dem oxydativen Ultraschallangriff, wodurch die Spirituosen den für unsere Begriffe unangenehmen Geschmack verlieren.

Toxikologisch bedeutsame Substanzen ließen sich in den beschallten Ansätzen nicht ermitteln. Überraschenderweise aber waren Spuren Methanol in K-Spirit nach 60 Minuten Ultraschalleinwirkung nicht mehr nachzuweisen.

Die den Untersuchungsreihen zugrunde gelegten Spirituosen wurden weiterhin im unbeschallten Originalzustand wie in den beschallten Proben in mit Kork verschlossenen Originalflaschen bei einer Raumtemperatur von 10-15 °C 4-6 Monate sich selbst überlassen.

Es sollte geprüft werden, ob die durch die Ultraschall hervorgerufenen Veränderungen konstant oder reversibel sind, ob sich insbesondere auch die im Laufe der natürlichen Alterung in den unbeschallten Proben einstellenden, analytisch faßbaren Veränderungen gleichermaßen in den ultraschallbeeinflussten Proben widerspiegeln.

Diese Untersuchungsergebnisse stellen sich wie folgt dar:

Die *Alkoholgehalte* der verschiedenen Spirituosensorten ließen weder im Zuge der natürlichen Alterung noch im Alterungszustand nach der Beschallung meßbare Veränderungen (Aräometer) erkennen.

Die *pH-Werte* hielten sich u.a. bei Weindestillat und Monopolsprit konstant.

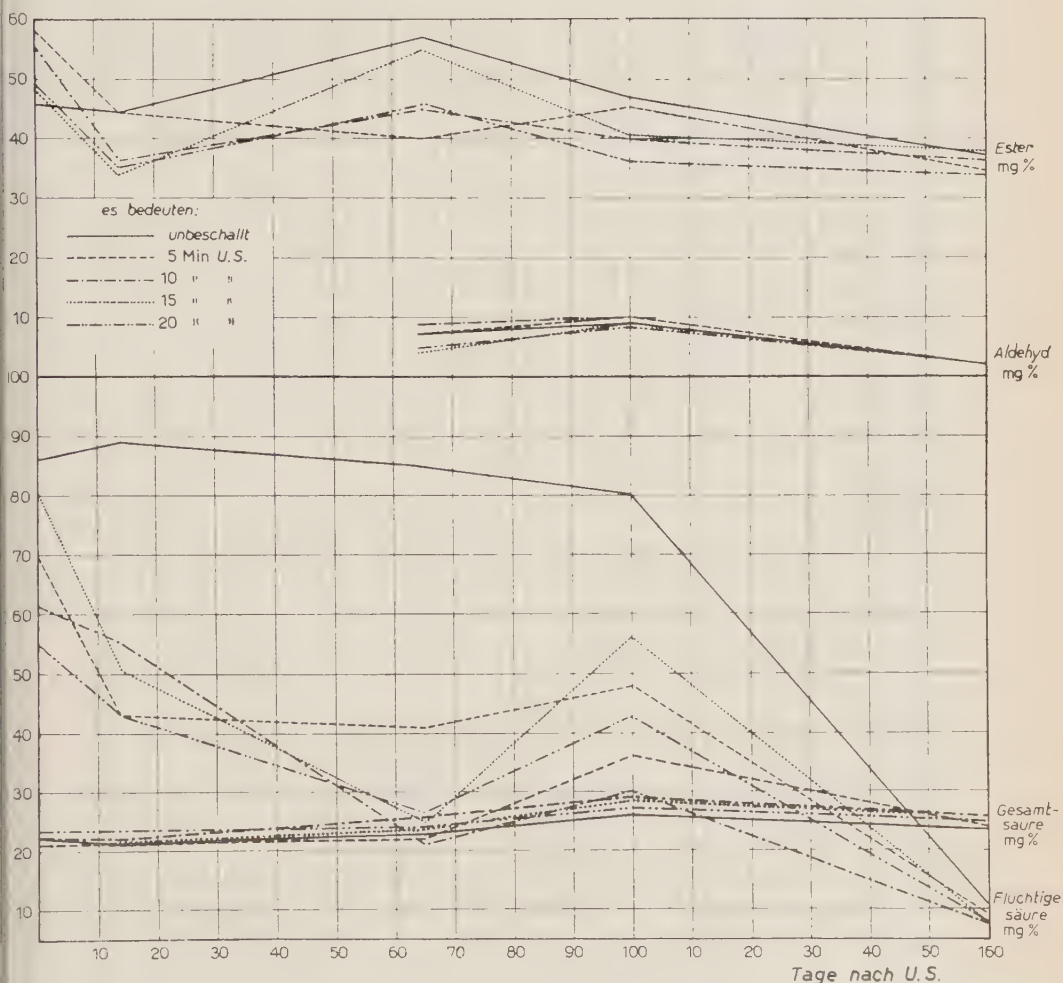


Diagramm 5. — Weindestillat, frisch hergestellt aus geschwefelten Weinen. Veränderungen der unbeschallten *Originalprobe* und der *Beschallungsproben* im Verlauf der natürlichen Weiteralterung während der Dauer von 5 Monaten.

verschoben sich andererseits nach dem Neutralpunkt zu (Weinbrand, Korn-sprit), bei Weinbrandverschnitt, Jamaika-Rum-Verschnitt und Wacholder geringfügig in den sauren Bereich.



Die *Säure-, Ester- und Aldehydwerte* der unbeschallten und der in zeitlichen Abstufungen beschallten Spirituosen waren — gleichgültig, welche Art vorlag — nach der mehrere Monate währenden Alterung jeweils einer bemerkenswerten Konstanz zugesteuert. (Diagramm 5).

Die *Esterwerte* der gealterten Beschallungsproben stimmten je Sorte unter

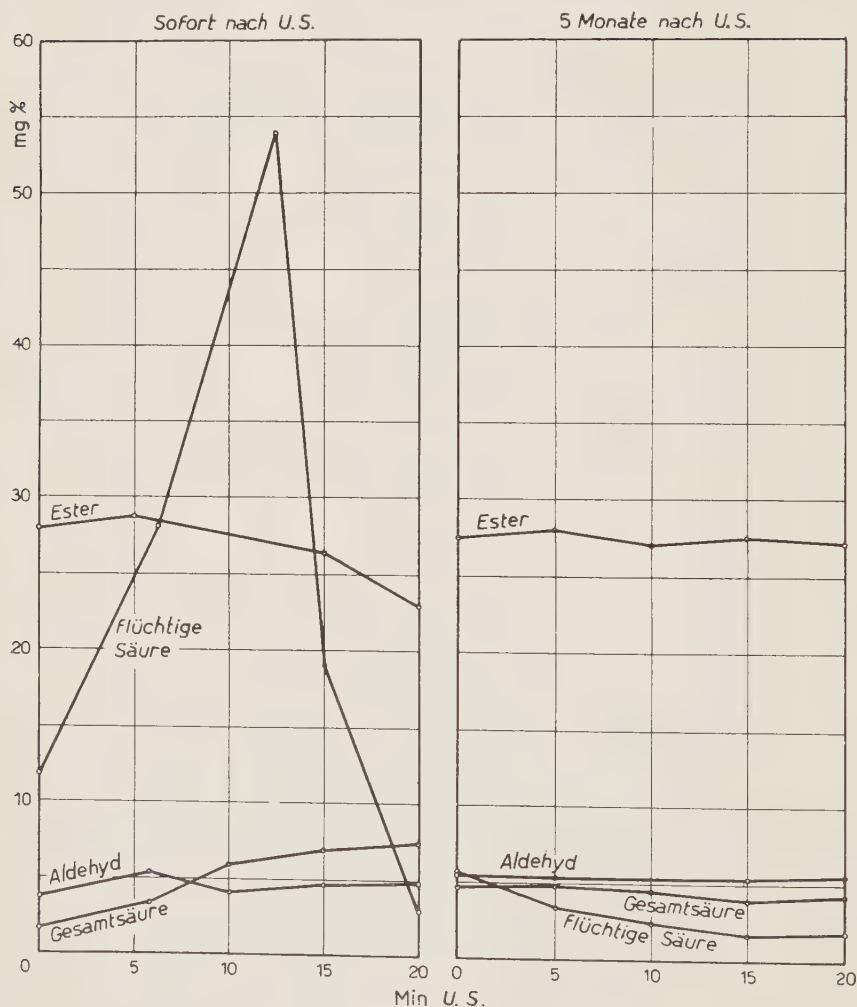


Diagramm 6. — Weinbrand 38%.

Ester, Aldehyd, Gesamtsäure, Flüchtige Säure in Abhängigkeit von der Beschallungsdauer.

sich weitgehend und in einigen Fällen mit den Esterzahlen der natürlich gealterten zugehörigen Originalspirituosen überein oder waren letzteren zumindest größenordnungsmäßig angeglichen. (Diagramm 6).

In einer nicht minder großen Zahl lagen aber auch die Estergehalte der beschallten Proben nach der Alterungsspanne erheblich über denen der unbeschallten Spirituosen (z.B. Jamaika-Rum-Verschnitt, Kirsch mit Rum, Zitrone-Eis, Kakao mit Nuss, Bitterlikör).

Beim Wacholder wurde der ultraschallbedingte Spontananstieg des Ester-



Diagramm 7. – Wacholder 38%.

Ester, Aldehyd u. Gesamtsäure in Abhängigkeit von der Beschallungsdauer.

gehaltes von 9,9 auf 19,4 mg % im Verlauf der nachfolgenden natürlichen Weiteralterung auf ca. 40 mg % in Angleichung an den Esteranstieg in der unbeschallten Probe übersteigert. (Diagramm 7).

Die genannten Kriterien sind unter weiterer Berücksichtigung der Tatsache, daß die natürlichen Alterungsvorgänge sowohl in den unbeschallten als auch in den beschallten Proben zu merklichen Rückgängen in den *Säure- und Aldehydgehalten* führten, nur im Sinne einer Veredelung der Spirituosen zu werten. (Diagramm 7).

Abgesehen davon, daß auch die unbeschallten Proben bei der natürlichen Alterung teils gravierende Veränderungen erfahren hatten, hob sich als wesentliche Erkenntnis heraus, daß die ultraschallbedingten Reaktionsergebnisse inkonstant, zumeist reversibel sind. Gleichgültig, ob die Ultraschalleinwirkungen zu Synthesen (Esterfraktion) oder Abbaureaktionen (Flüchtige Säure, Aldehyde) geführt hatten, im Zuge der nach Wegnahme des Schallfeldes erfolgenden natürlichen Weiteralterung der Proben glichen sich die Werte in sämtlichen Analysenreihen unter teilweiser Eliminierung der Beschallungsbefunde einander weitgehend an.

*Zusammenfassend* ergibt sich die Bestätigung der Auffassung, daß vom Aspekt des Estergehaltes her verschiedenste frisch hergestellte Spirituosen und Liköre durch kurze Ultraschalleinwirkung in einen Zustand versetzt werden, der den einer langdauernden natürlichen Alterung in der Regel übertrifft. Die Verhältnisse stellen sich so dar, daß die der Beschallung im Verlauf der natürlichen Weiteralterung folgenden rückläufigen Tendenzen bei Angleichung an den Zustand der in demselben Zeitintervall natürlich gealterten unbeschallten Originalspirituosen Halt machen.

Eine nachteilige Beeinflussung (im Sinne einer Qualitätsverschlechterung) beschallter, aus *reinen* Ingredientien hergestellter Spirituosen konnte nach der Lagerung von 4-6 Monaten nicht beobachtet werden.

Die Untersuchungen zeigen, daß die Reaktionsvorgänge, die durch Ultraschall in Spirituosen ausgelöst werden können, auf Grund der zu beoachtenden Uneinheitlichkeit recht kompliziert und in ihrem Ablauf vorerst nur mit der notwendigen Zurückhaltung gedeutet werden können.

Die Überwachung des Ultraschallverfahrens, das — wie laufende Untersuchungen bereits jetzt erkennen lassen — dennoch in der Spirituosenindustrie eine nicht zu unterschätzende Rolle spielen wird, gehört daher in die Hand des Chemikers, denn man wird zunächst nur nach Maßgabe der analytisch faßbaren Veränderungen Wert und Unwert des neuen Verfahrens entscheidend beurteilen können. Die nur degustative Prüfung und Beurteilung erzielter Beschallungsergebnisse kann in der Praxis wiederholt mit subjektiven Fehlern behaftet sein. Die systematische Reihenanalyse dagegen gestattet Einblicke in die Ultraschallreaktionen, die nicht nur von der Natur der vorliegenden Ingredientien, deren molekularem Aufbau, der Konzentration und Viskosität, sondern vor allem auch von der Leistung des Gerätes, der Beschallungsdauer und dem Beschallungsgefäß abhängen, — Hinweise, die in erster Linie der Ultraschall-Industrie als Richtlinien für Geräteangebot und -verkauf gegeben sein sollen.

Es wäre abwegig, das Ultraschallverfahren an sich und vor allem hinsichtlich seiner Anwendungsbreite verallgemeinern zu wollen. Die Vorteile, die das neue Verfahren bei fachmännisch kontrollierter Anwendung bieten kann, sind offensichtlich, auch wenn es hinderlich erscheinen könnte, daß für die einzelnen Spirituosenarten durch analytische Betriebskontrolle die jeweils günstigsten

Beschallungsbedingungen stets ermittelt werden müssen, oder wenn — wie beispielsweise beim Weinbrand — nicht in jedem Falle von vornherein gleichgünstige Resultate zu erzielen sind oder die Beschallung in einem anderen Fall tunlich überhaupt unterbleiben sollte.

Abschließend sei darauf hingewiesen, daß die bereits vorliegenden Ergebnisse möglichenfalls in diesem oder jenem Teilbefund zur Klärung nicht nur biologischer, sondern auch physiologisch-chemischer und vielleicht auch pharmakologisch und toxikologisch bedeutsamer Reaktionen beitragen könnten.

Die Bedeutung des Ultraschalls für chemisch-technologische Verfahrensgänge — ich denke in erster Linie an die Eiweiß verarbeitende Industrie — soll nur erwähnt sein. Auf Emulsionen und Flüssigkeitssole üben Ultraschallwellen eine stark dispergierende Wirkung aus (z.B. Eierlikör). Andererseits beobachtet man unter geeigneten Versuchsbedingungen aber auch Depolymerisationen und offenbar hydrolytische Vorgänge bis zum Eiweißabbau, über die an anderer Stelle zu gegebener Zeit berichtet werden soll.

#### LITERATUR

- [1] L. BERGMANN: *Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik*. 4. Auflage (VDI-Verlag, Berlin, 1944) u. 5. Auflage (S. Hirzel-Verlag, Stuttgart, 1949).
- [2] A. CURTZE und H. BURMEISTER: *Alkohol-Industrie*, 4, Nr. 7 (1950).
- [3] DEMANN und ASBACH: Friedrich Krupp A.G., *Chemische Reaktionen mit Hilfe von Ultraschall*, Franz. Patent Nr. 868437 (1940) und *Improvements relating to the depolymerisation of bituminous substances*, Brit. Patent Nr. 502891 (1946).
- [4] K. GLEU und K. PFANNSTIEL: *Journ. prakt. Chem. N. F.*, 146, 129, 137 (1936).
- [5] P. GRABAR und P. O. PRUDHOMME: *Die mechanischen und chemischen Wirkungen der Ultraschallwellen* (Pasteur-Institut Paris), Kongreßbericht, Erlanger Ultraschalltagung 1949 (S. Hirzel Verlag, Zürich, 1949).
- [6] P. KARRER: *Lehrbuch der Organischen Chemie*.
- [7] G. SCHMID: *Abbau von Makromolekeln durch Ultraschall*, in: *Der Ultraschall in der Medizin*, Kongreßbericht der Erlanger Ultraschalltagung 1949 (S. Hirzel Verlag, Zürich, 1949).
- [8] G. SCHMID und ROMMEL: *Zeits. Phys. Chem., A*, 185, 2, 97-139 (1939).
- [9] A. SCHNEIDER: *Alkohol-Industrie*, 4, 194 (1950).
- [10] W. SPECHT: *Angew. Chem.*, 50, 155 (1937).
- [11] W. SPECHT: *Alkohol-Industrie*, 4, Nr. 5 (1950).
- [12] K. STUHLFAUTH: *Ultraschallwirkungen am menschlichen Plasmaeiweiß*, in: *Der Ultraschall in der Medizin*, Kongreßbericht Erlanger Ultraschalltagung 1949 (S. Hirzel Verlag, Zürich, 1949).



## The use of Ultrasonics, in the Aluminium Industry, for the Detection of Defects.

E. G. STANFORD

*Aluminium Laboratories Limited - Banbury, England*

The principles of ultrasonic methods employed for the detection of defects are now well-known [1-8] and ultrasonic examination of materials on a routine basis has become established in industry.

The electronic equipment used by Aluminium Laboratories Limited and

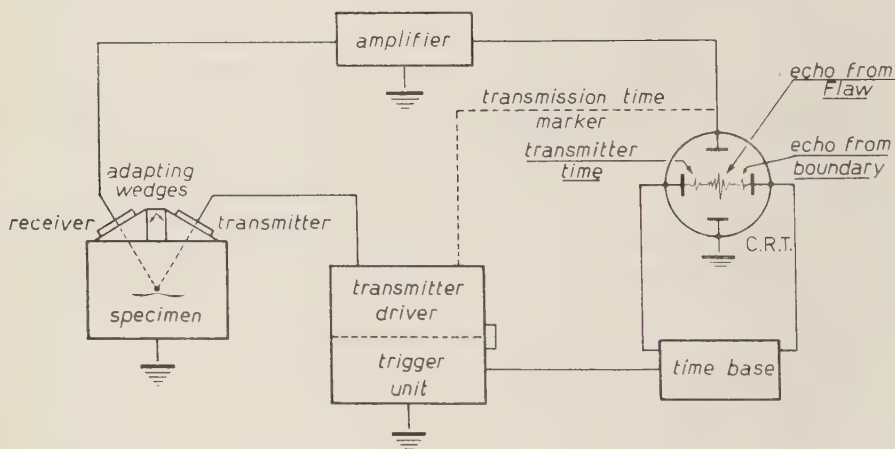


Fig. 1. - Schematic diagram of ultrasonic apparatus.

by the Northern Aluminium Company Ltd. was developed by Messrs. Henry Hughes and Son Limited; a schematic diagram, illustrating the action of the equipment, is shown in Fig. 1 and a general view of it is shown in Fig. 2.

For the routine examination of extruded rectangular sections the ultrasonic equipment is mounted behind a line of rollers on which the sections move forward as shown in Fig. 3; the operator stands opposite the cathode-ray tube and holds the crystal probes on to the surface of the section. The transmitting medium (lanolin in white spirit) is fed on to the surface of the section through a drip-feed from a small reservoir (see Fig. 3), and, after passing

under the crystal probes, it is wiped from the surface by a suitable pad. For the examination of extruded cylindrical bars, and cast billets, the bar, or billet, is mounted in a cradle and arranged to rotate about its own axis in addition to travelling forward on the cradle conveyer (see Fig. 4).

Extruded surfaces require no preparation prior to examination. Cast sur-

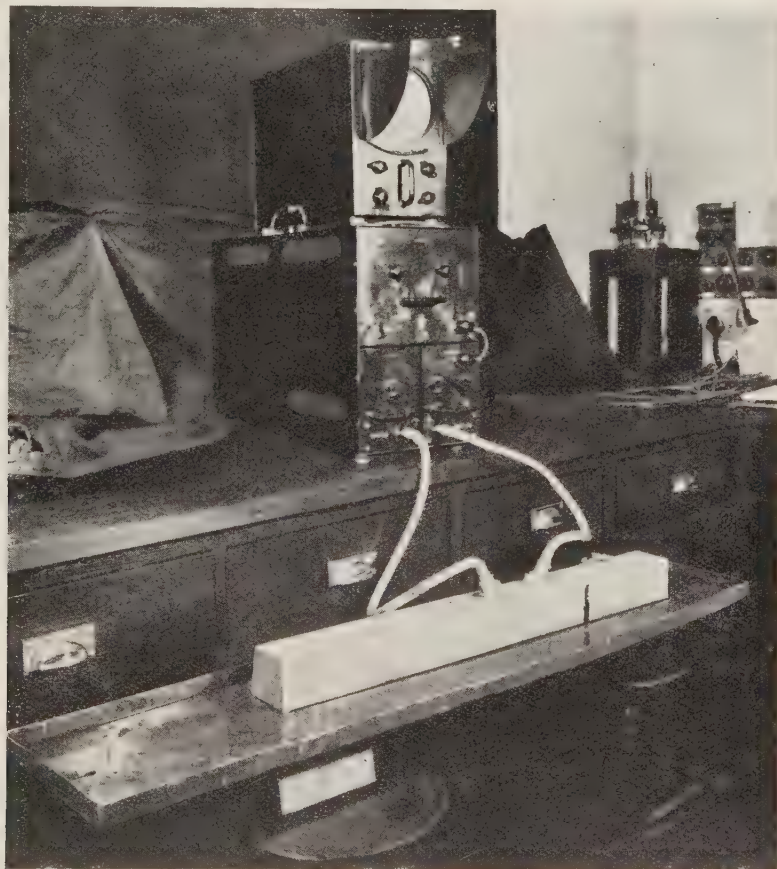


Fig. 2. — General view of ultrasonic apparatus.

faces are a little more difficult to deal with and often require machining or grinding. The speed of inspection of rectangular sections is of the order of 5 feet per minute. Cylindrical bars and cast billets are more difficult to inspect and for these the speed of inspection rarely exceeds 1 foot per minute.

Figures 5 and 6 show examples of two types of defect which are sometimes found in extruded rectangular sections and Figures 5A and 6A show reproductions of the trace on the cathode-ray tube which indicated the presence of these defects. It is to be noted that in the case of large cracks, such

as that shown in Fig. 5, the bottom echo appears to move bodily forward along the trace and whenever such an indication appears on the screen, it denotes the presence of a large defect. The trace shown in Fig. 6A is of in-

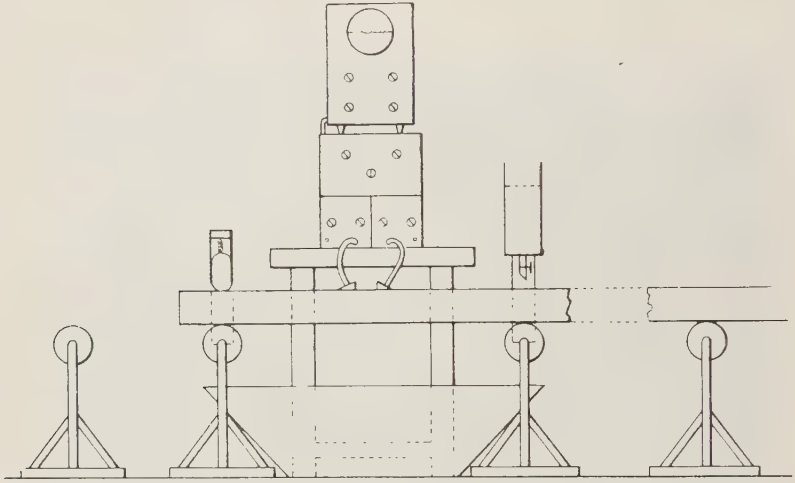


Fig. 3. - Assembly for routine inspection of rectangular extruded sections.

terest; it indicated the presence of the defect shown in Fig. 6 which, from the photomicrograph shown in Fig. 7, was found be of the order of 0.04 inch

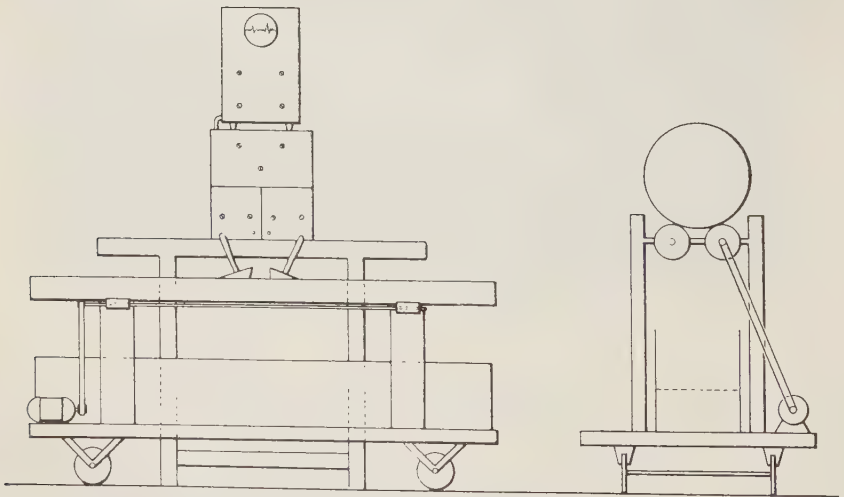


Fig. 4. - Assembly for routine inspection of extruded cylindrical bar and of cast billets.

wide (in the direction of the cross-section). The frequency of the ultrasonic pulse used was 2.5 MHz, corresponding to a wavelength of the order of 0.1 inch

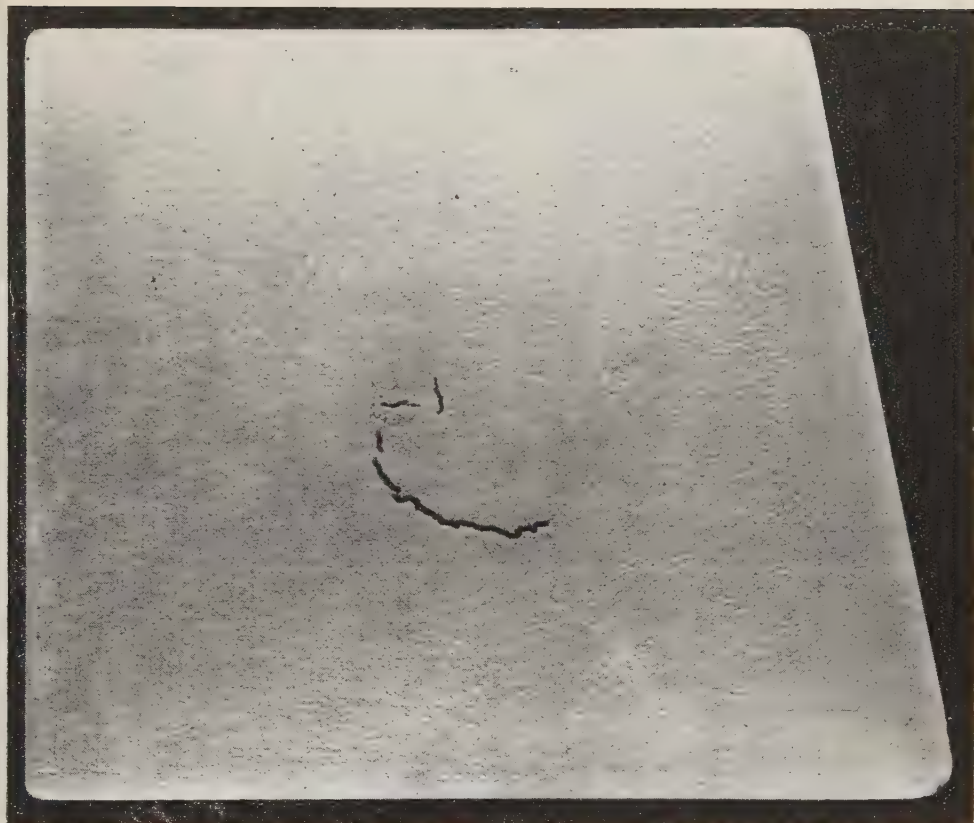


Fig. 5. - Large crack in extruded rectangular section.

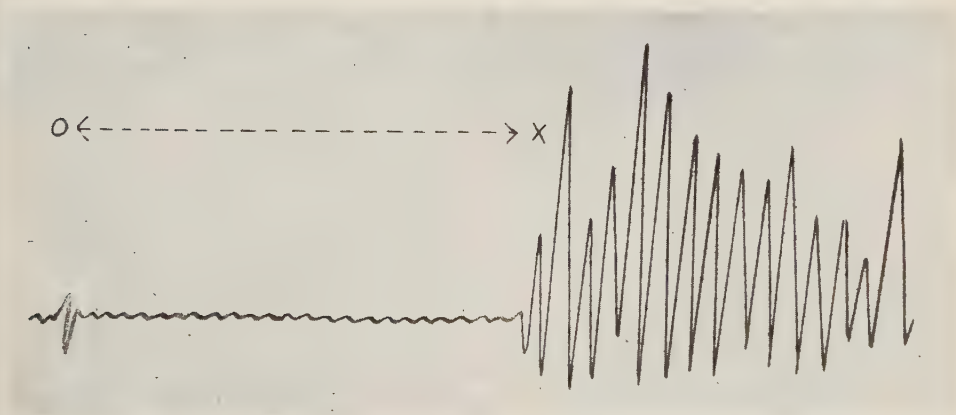


Fig. 5a. - Trace indicating presence of crack shown in Fig. 5.



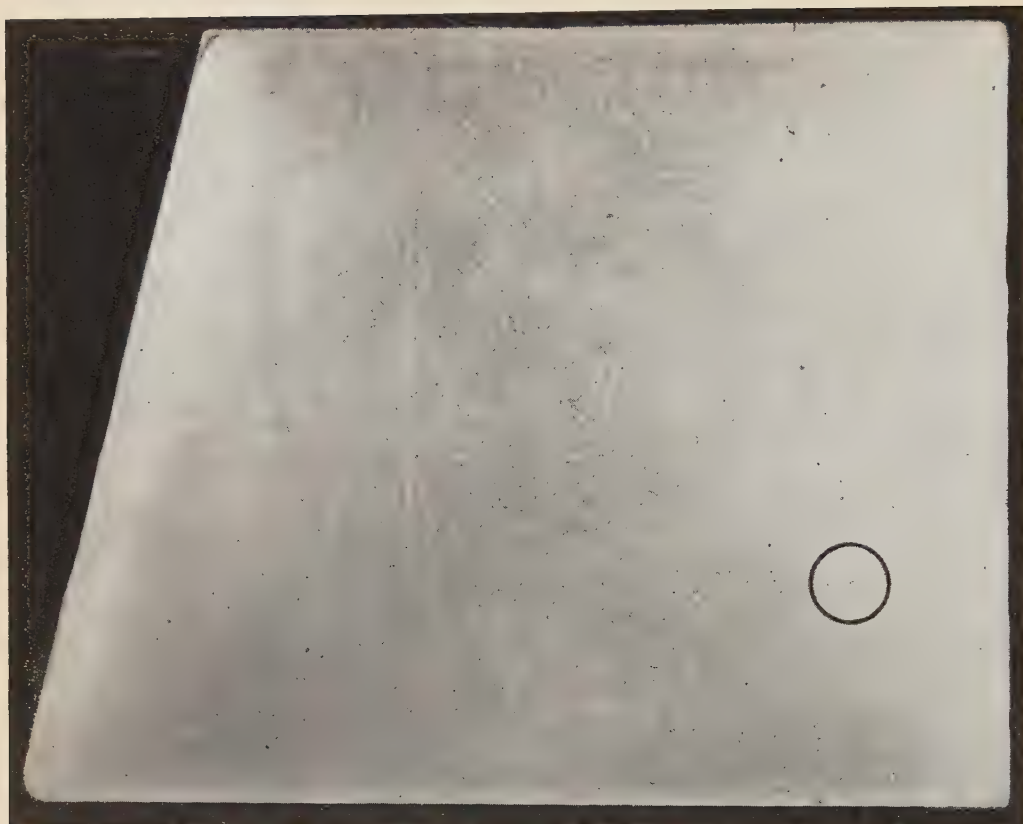


Fig. 6. — Small crack (position shown by circle) in extruded rectangular section.

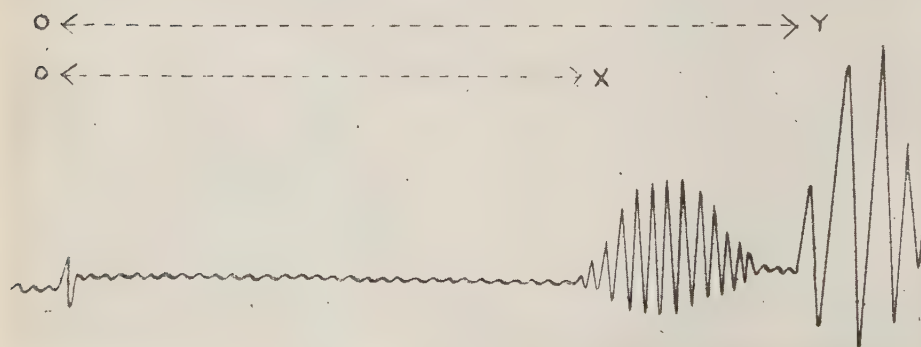


Fig. 6a. — Trace indicating presence of small crack shown in Fig. 6.

in aluminium; it is seen from Fig. 6A that the reflection from the defect was of higher frequency than the bottom echo and it is assumed that small defects such as that shown in Fig. 6 are detected by the reflection of the higher harmonics of the ultrasonic pulse sent out by the transmitter.



Fig. 7. — Photograph of crack shown in Fig. 6  $\times 100$ .

From the inspection of extruded cylindrical bar, it is more difficult, than with rectangular sections, to form an idea of the size and type of any defect which may be present within the bar. This fact is illustrated by Figures 8, 8A and 8B. Fig. 8A shows reproductions of the traces which indicated the presence of this defect and provides a comparison of the indication obtained with the probes located at the various positions shown in Fig. 8B. The difficulty associated with the inspection of cylindrical bar is probably due to

the fact that only a small proportion of the total amount of energy, emitted by the transmitter, reaches the receiver. There is a distinct need for further development work in this connection and it is felt that the use of cylindrical crystals in the transmitting and receiving probes, instead of flat crystals, would prove worthwhile.

In the examination of cast billets difficulty is often experienced due to

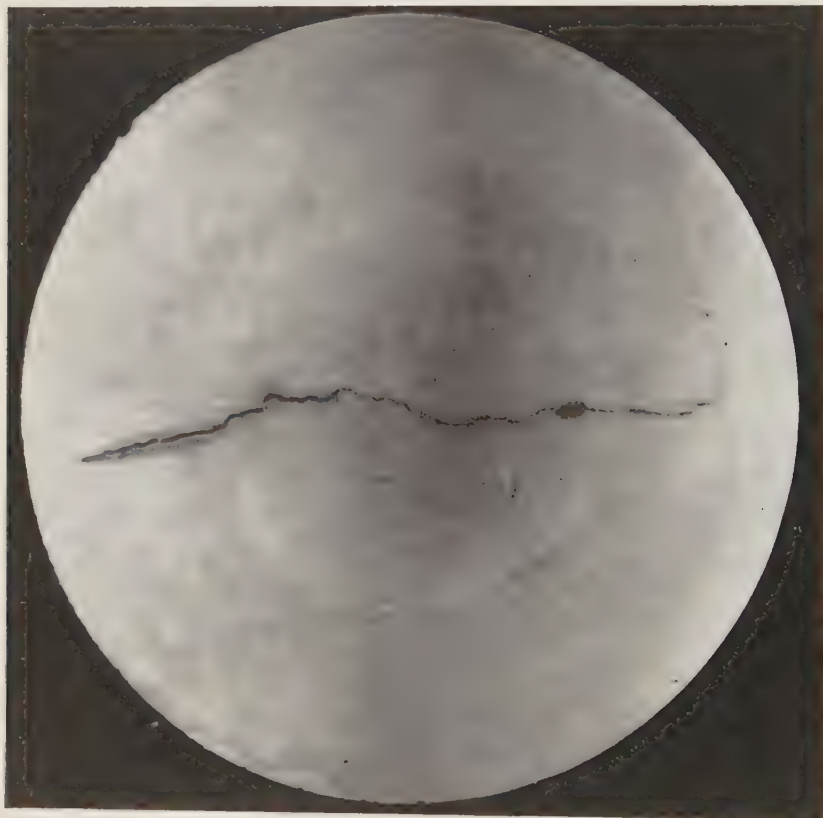


Fig. 8. - Large crack in 5½ inch diameter bar.

the porous nature of the material of the billet; this difficulty can be overcome by the use of pulses of lower frequency or by increasing the power of the transmitted pulse. Messrs. Henry Hughes and Son Limited have developed a high power unit for the purpose, in which the normal 230 volts across the transmitting crystal is stepped up to 1500 volts, and this unit has been found to provide satisfactory performance under production conditions at the Northern Aluminium Company.

Although considerable success has been achieved in the application of

ultrasonics to the detection of defects in components, and semi-finished products of simple shape, very little progress has been made in their application, on

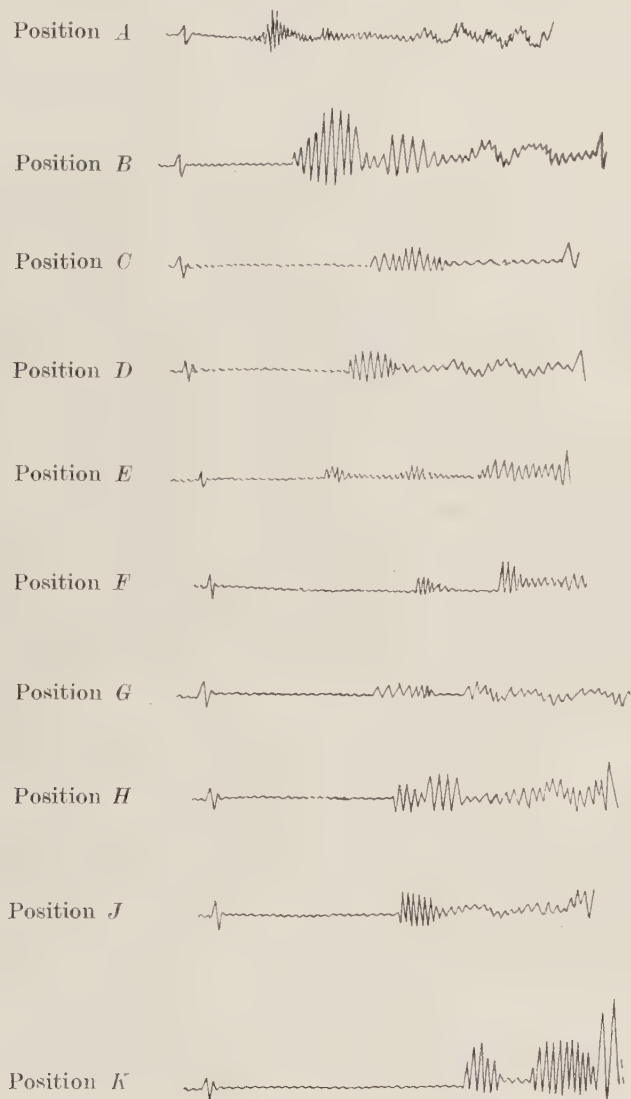


Fig. 8a. - Trace indicating presence of crack taken at the various positions on the circumference of the bar shown in Fig. 8b.

shape. In the Aluminium Industry the outstanding examples are: tubes, an industrial scale, to the detection of defects in products of more complicated T-sections, L-sections and I-sections and an immediate need is for a satisfactory



technique to be developed for inspecting these types of section. In addition to this development, further improvements are required in existing practice to enable the detection of lamination in sheet material, the searching of cylindrical cast billets from the plane ends and for the determination of the depth of penetration of cracks which appear on the surface of cylindrical components (e.g. steel rolls).

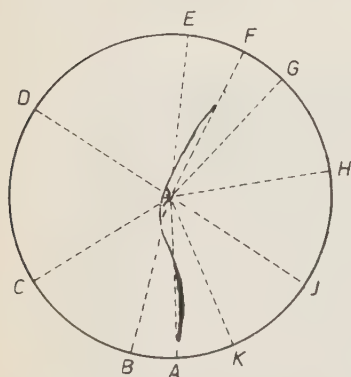


Fig. 8b. - Diagram showing positions on bar of Fig. 8. from which indication of the presence of the crack was obtained.

The Northern Aluminium Company has used ultrasonic inspection on a routine basis since 1944, and experience has shown that this type of inspection not only ensures that sound material is dispatched but, by employing it for the examination of cast billets, it also prevents expensive working and heat-treatment operations being given to inherently defective material. As a result of its use in production procedure, ultrasonic inspection produces an improvement in the general quality of all materials, since billets may be examined immediately after casting and their quality rapidly reported; this gives guidance and

stimulates interest in making any necessary changes in casting procedure.

#### REFERENCES

- [1] L. BERGMANN: *Ultrasonics* (G. Bell & Sons Ltd., London, 1938).
- [2] C. H. DESCH D. O. SPROULE and W. J. DAWSON: *Journ. Iron and Steel Inst.*, **153**, 319P (1946).
- [3] F. A. FIRESTONE: *Metal Progress*, 505 (1945).
- [4] F. N. SIMONS: *Metal Progress*, 513 (1945).
- [5] D. O. SPROULE: *Machinist*, **89**, 2013 (1945).
- [6] J. V. RUSSEL and H. E. PELLITT: *Iron Age*, **157**, 38 (1946).
- [7] W. S. ERWIN: *Steel*, **116**, 131 (1945).
- [8] E. G. STANFORD and H. W. TAYLOR: *Metallurgia*, **34**, 59 (1946).

IV

APPLICAZIONE DEGLI ULTRASUONI  
ALLA BIOLOGIA

G. BARTH

W. BEJDL

C. J. B. BRADISH

R. G. BUSNEL e P. CHAVASSE

P. GRABAR

H. HOMPEsch

A. LEMIERE

K. VON SANDEN

S. SANTAMARIA, A. CASTELLANI e

F. LEVI

F. SCHWAB, Z. NEMETZ e L. WYT

G. VELTMANN e KH. WOEBER

F. WACHSMANN

K. WOEBER e G. ASCHE

KH. WOEBER e W. SYBERTZ

L. WYT



## Die Frequenzabhängigkeit der Ultraschallreaktionen.

G. BARTH

Medizinische Universitätsklinik - Erlangen

Biologische Versuche mit verschiedenen Frequenzen sind geeignet, den Wirkungsmechanismus des Ultraschalls klären zu helfen.

Wenn man den Einfluß der Frequenz auf die verschiedenen Größen des Ultraschalls betrachtet, kann man erkennen, daß der Schallwechsel-  
druck und die Teilchengeschwindigkeit frequenzunabhängig sind, während mit zunehmender Frequenz die Teilchenverschiebung abnimmt und Teilchenbeschleunigung und Absorptionskoeffizient größer werden.

Die Frequenzabhängigkeit der

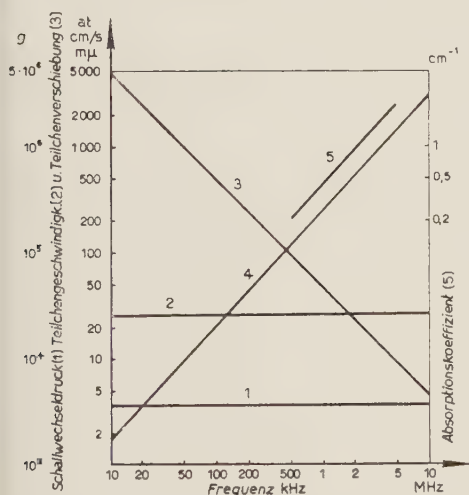


Abb. 1. – Abhängigkeit verschiedener mechanischer Größen und des Absorptionskoeffizienten von der Frequenz bei Ultraschallintensitäten von  $6 \text{ W/cm}^2$ . 1. Schallwechsel-  
druck; 2. Teilchengeschwindigkeit; 3. Teil-  
chenverschiebung; 4. Teilchenbeschleunigung  
5. Absorptionskoeffizient nach HÜTER [1] für  
biologische Gewebe (Mittelwert) als Maß für  
die Erwärmung (BARTH, PÄTZOLD und  
WACHSMANN [2]).

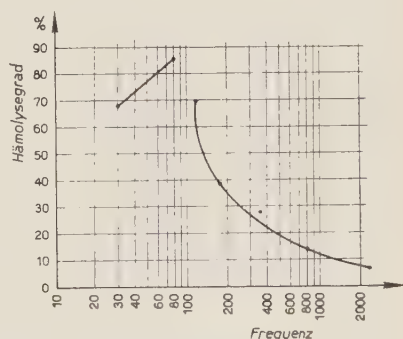


Abb. 2. – Hämolysegrad in Abhängig-  
keit von der Frequenz bei Beschal-  
lungszeit const. 30 s.

biologischen Ultraschallreaktion wur-  
de an verschiedenen Objekten unter-  
sucht:

Bei Versuchen mit U.S. - Hämolyse wurden Trolitulgefäße mit einer 5%

Blutsuspension beschickt und bei konstanter Temperatur beschallt. Anschließend wurde eine definierte Menge der beschallten Suspension in gra-

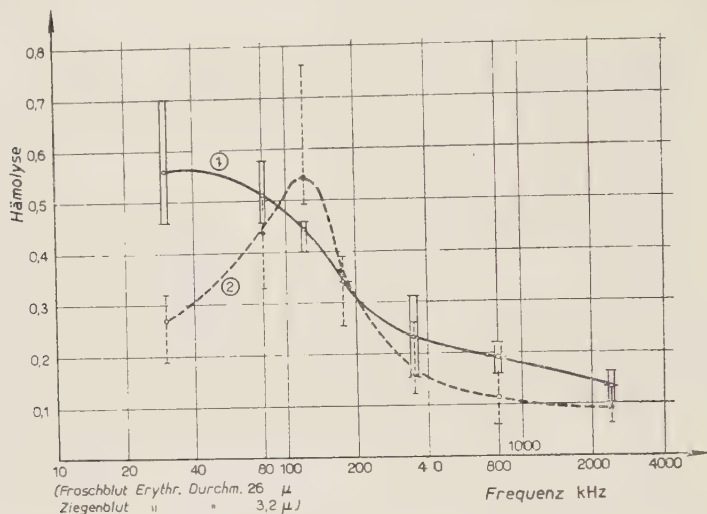


Abb. 3. - Frequenzabhängigkeit der Hämolyse an Frosch- [1] und Ziegenblut [2].

duierten Kafka-Röhrchen zentrifugiert und zu einer unbeschallten Suspension in Beziehung gesetzt. Die Hämolyse wurde bei 30, 80, 120, 175, 350, 800

und 2400 kHz unter gleichen Bedingungen bei 0,5 W/cm<sup>2</sup> durchgeführt (ANGERRER, BARTH und WINKLER [3]).

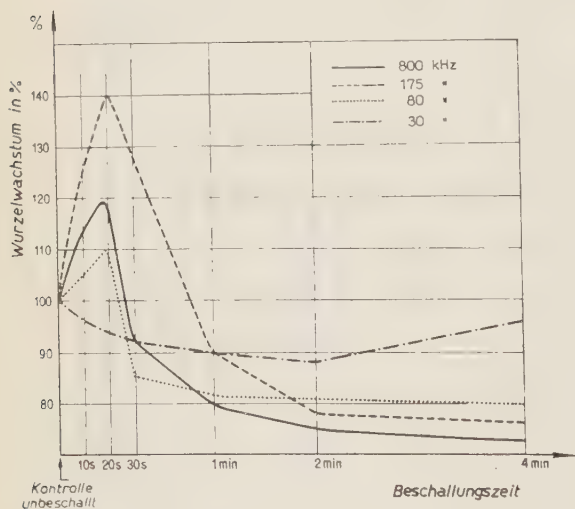


Abb. 4. - Frequenzversuche an Erbskeimlingen.  
 $I = 1 \text{ W/cm}^2$ .

Es zeigte sich eine Abnahme der Hämolyse mit steigender Frequenz. Bei wiederholten Versuchen konnte immer wieder eine maximale Hämolyse bei etwa 120 kHz festgestellt werden.

Auf eine Anregung Güttner's untersuchten wir daraufhin noch Ziegenblut mit einem Durchmesser von 3,2  $\mu$  und Froschblut, mit einem größten Durchmesser von 26  $\mu$  und konnten eine

Abhängigkeit des Hämolysemaximums von der Zellgröße feststellen.



Bei anderen Versuchen wurden *Erbskeimlinge* von 16 mm Länge mit  $2,5 \text{ W/cm}^2$  beschallt und anschließend das Wachstum an den 5 folgenden Tagen täglich bestimmt und in Prozenten unbeschallter Kontrollen dargestellt. Es stellte sich dabei im Gegensatz zur U.S.-Hämolyse eine Zunahme der Schädigung mit steigender Frequenz heraus. (SCHMIDT-RIMPLER [4]).

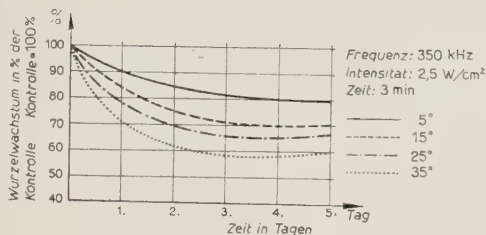


Abb. 5. – Ultraschallversuche an Erbskeimlingen bei verschiedener Temperatur. Frequenz 350 kHz.

keimlingen geprüft. Es wurden dazu Erbskeimlinge in Wasser von 5°, 15°, 25° und 35° beschallt. (LIEBL [5]).

Es konnte nachgewiesen werden, daß der Einfluß der thermischen Komponente bei höheren Frequenzen stärker ist als bei niedrigen.

An *Kaulquappen* konnten wir feststellen, daß die Tiere bei 80 kHz äußerlich stark beschädigt wurden, während sie bei 800 kHz äußerlich intakt blieben. Bei Versuchen an *Ratten- und Kaninchenextremitäten* wurden in der Regel an der Haut bei niedrigen Frequenzen Ulcerationen beobachtet, die bei höheren Frequenzen ausblieben.

Andererseits kam es bei höheren Frequenzen zu Knochenschädigungen, die unter denselben Versuchsbedingungen bei niedrigen Frequenzen nicht auftraten.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß bei vorwiegend mechanischem Wirkungsmechanismus wie z.B. der Hämolyse die Teilchenverschiebung ausschlaggebend zu sein scheint, während bei einem vorwiegend thermischen Wirkungsmechanismus wie bei Erbskeimlingen und Knochen der Absorptionskoeffizient bzw. die Teilchenbeschleunigung entscheidend sind.

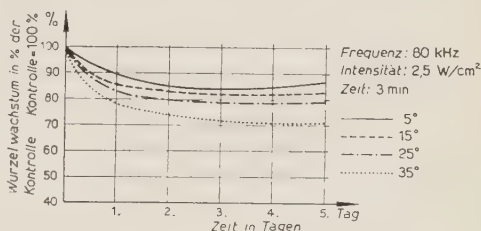


Abb. 6. – Ultraschallversuche an Erbskeimlingen bei verschiedener Temperatur. Frequenz 80 kHz.

## LITERATUR

- [1] TH. HÜTER: *Naturwiss.*, **35**, 285 (1948).
- [2] G. BARTH, J. PÄTZOLD und F. WACHSMANN: *Strahlenther.*, **80**, 305 (1949).
- [3] O. A. ANGERER, G. BARTH und G. WINKLER: *Strahlenther.* **82**, 461 (1950).
- [4] R. SCHMIDT-RIMPLER: *Diss. Erlangen* 1950.
- [5] M. LIEBL: *Diss. Erlangen* 1950.

## Die Beeinflussung von Froscheiern und Larven durch Ultraschall mit besonderer Berücksichtigung der Grenzschichten und des Wirkungsmechanismus.

W. BEJDL

*Histologisch - Embryologisches Institut der Universität - Wien*

Um einen Beitrag zur Klärung des Wirkungsmechanismus der Schallwellen zu geben, habe ich Froscheier und Larven serienmäßig beschallt und vor allem auch versucht die Funktionsbeeinflussung festzustellen. Gerade diese Untersuchungsrichtung erfordert eine möglichst genaue Definition der aktiven Grenzschichten zwischen den Geweben, da an diesen Stellen der Ultraschall besonders wirksam ist. Sie sind nun gekennzeichnet durch eine ideale Anordnung ihrer Bausteine deren Eigenschaften die Spannungsdifferenzen zwischen zwei angrenzenden Phasen nicht zum Ausgleich kommen läßt. Welche Stoffe durchtreten müssen, wird von der Ionenkonzentration in beiden Phasen bestimmt. Das Diffusionspotential ändert sich dauernd mit den Umsetzungen in beiden Medien und ist von der elektrischen Ladung sowie vom pH abhängig. Die Dicke der Grenzschicht wechselt laufend und ist für jeden Funktionszustand spezifisch. Am Aufbau sind beide Medien beteiligt.

Gleiche Umsetzungen sind an den Kolloiden des Cytoplasmas sowie der Kerne zu beobachten, wobei zwischen ihnen ebenfalls aktive Spannungsfelder vorhanden sind. Wird nun ein so komplexes System in ein Ultraschallfeld mit allen seinen Effekten gebracht, können die einzelnen physiologischen Vorgänge gefördert, gehemmt, ja sogar irreversibel geschädigt werden.

Die Angriffspunkte der Ultraschallenergien sind also sicherlich in den kleinsten Bausteinen zu suchen, die durch ihre elektrische Ladung den ganzen Aufbau der kolloidalen Systeme gewährleisten. Die am Atom ansetzenden Kräfte machen Energien frei, die ebenso komplex sind wie das System an welchem sie zur Wirkung kommen. Die freiwerdende Wärme ändert die Reaktionsgeschwindigkeit chemischer Umsetzungen und den ganzen molekularen Bau. Ihre Summation bewirkt jene Wärmesteigerung, welche an den beschallten Organen und Flüssigkeiten meßbar sind. Die Temperaturerhöhung gibt uns nur an, daß im Inneren große Umsetzungen vonstatten gehen, nicht

aber was sich im einzelnen abspielt. Sie führt im weiteren Verlauf an den Kolloiden zu Dehydratationen, Coacervationen und Flockungen. Diese Vorgänge sind noch durch eine mittlere Konzentration begünstigt, die eine besonders große Energieausbeute gewährleistet. Der durch die Zerreißungskavitation gebildete aktive Sauerstoff fördert ebenfalls chemische Umsetzungen und wirkt mit der Temperatursteigerung auf alle physiologischen Vorgänge. Dieses

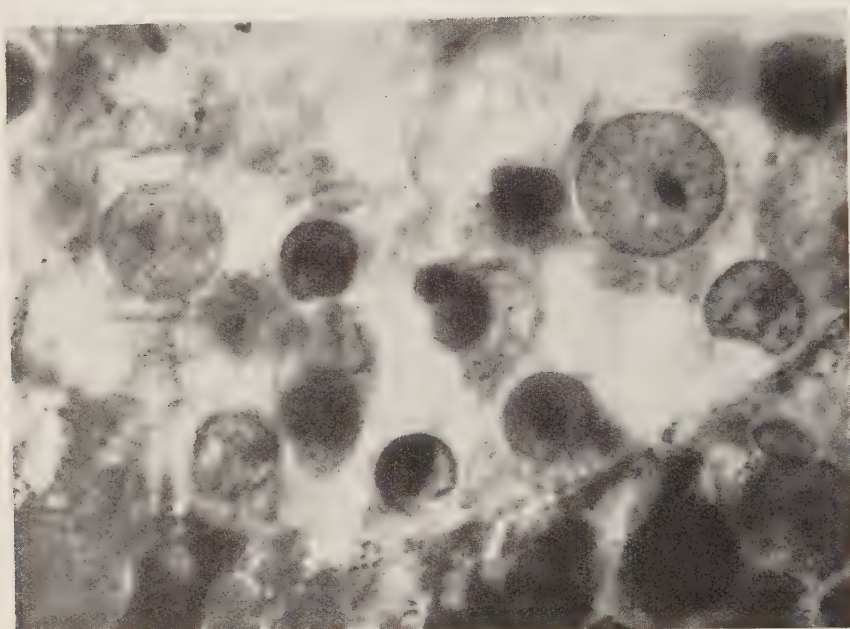


Abb. 1. — Obj.: Zeiss Öl-Immersion 1/12 Zoll. Ok.: 12× Reichert Vergrößerung. 1300:1, Romeiskamera. Froschlarven 1 Min. beschallt. 870 kHz 4 W/cm<sup>2</sup>. Deutlich große helle gequollene Kerne, die in ihrem Inneren bereits feine helle Areale als Entmischungserscheinungen mit feinen Granula erkennen lassen.

endotherme Geschehen ist der Motor der gesteigerten Brown'schen Molekularbewegung und ruft die Ent- und Umladung hervor, die immer gesteuert sein müssen, da die Grenzen zwischen reversibler Veränderung und irreversibler Schädigung nicht genau zu markieren sind und leicht überschritten werden können.

Durch diese Änderungen der Kolloide kommt es zu Konzentrationsunterschieden in den beiden Phasen, wodurch die aktiven Spannungsfelder, die aus den gleichen Bausteinen bestehen, beeinträchtigt werden.

Ich konnte nun tatsächlich an Hand meiner Untersuchungen durch das morphologische Bild die Wirkung des Ultraschalles im jeweiligen Funktionszustand der Zelle festhalten und dadurch näheren Einblick in den Energieablauf gewinnen.



Die Makromeren des Froscheies sind gegen Ultraschall besonders empfindlich, da einerseits auch schon geringe Einflüsse anderer Natur Veränderungen an ihnen bewirken und sie andererseits eine besonders große Angriffsfläche bieten. Die Weiterzucht junger Entwicklungsstadien gelang deshalb auch nur bei kürzester Schalleinwirkung, wobei die umgebende Gallerthülle sicherlich als

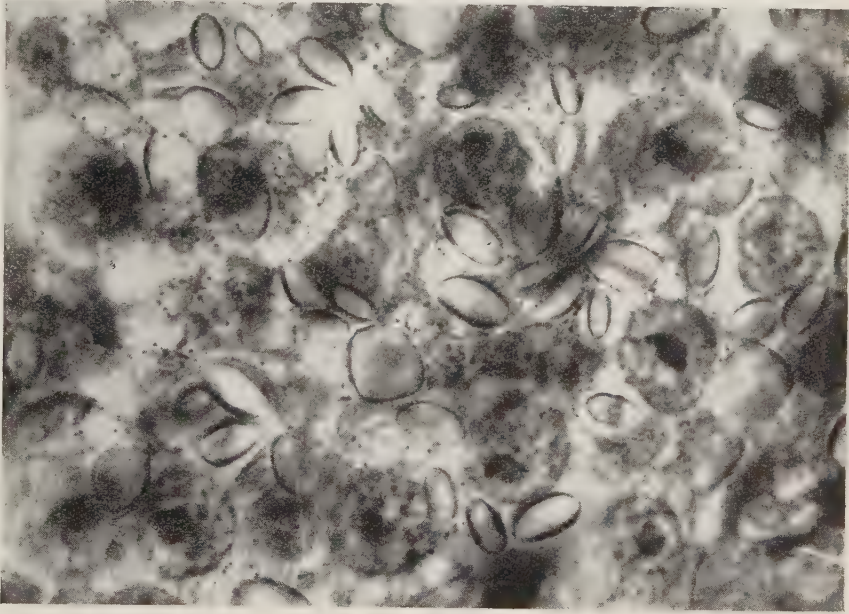


Abb. 2. — Obj.: Zeiss Öl-Immersion 1/12 Zoll. Ok: 12× Reichert Vergrößerung. 1300:1, Romeiskamera. Froschlärven 10 s beschallt. 870 kHz 4 W/cm<sup>2</sup>. In den großen hellen Kernen sind bereits an allen Stellen deutlich Verklumpungen der chromatischen Substanzen feststellbar. Die Kernoberfläche ist an vielen Stellen aufgerissen und die Kernkörperchen sind vergrößert und unregelmäßig gestaltet.

Schutz gedient hat. Die dotterreichen Zellen waren schon nach 5 Minuten Beschallung zu einer nicht weiter zu differenzierenden Masse verschmolzen, in welcher nur noch Reste der Kerne sichtbar waren. Höhere Entwicklungsstadien lassen sowohl am Cytoplasma als auch an den Kernen durch die Halbwertschichten bedingt das Eindringen der Schallwellen erkennen. Die Kerne quellen zuerst, wobei das Chromatin, je länger beschallt wird, umso deutlicher in eckigen Brocken nachweisbar ist. Weiters tritt eine Schrumpfung der Kerne auf, die durch irreversible Veränderungen an den kolloidalen Bausteinen hervorgerufen werden. Am Zelleib lassen sich ebenfalls fortschreitende Veränderungen verfolgen, wobei zuerst stärker färbare Stellen im Cytoplasma zu sehen sind, die zu Vakuolen werden und der Zelle ein schaumiges Aussehen verleihen; wird nun weiter beschallt, zerreißt die Zelle.



Noch innerhalb der Gallerthülle liegende, jedoch schon differenzierte Larven zeigen während der Beschallung eine Steigerung der schlagenden Bewegungen bis plötzlich ein vollkommener Stillstand eintritt. Wird während der gesteigerten Bewegung die Beschallung unterbrochen und das Wasser gewechselt,

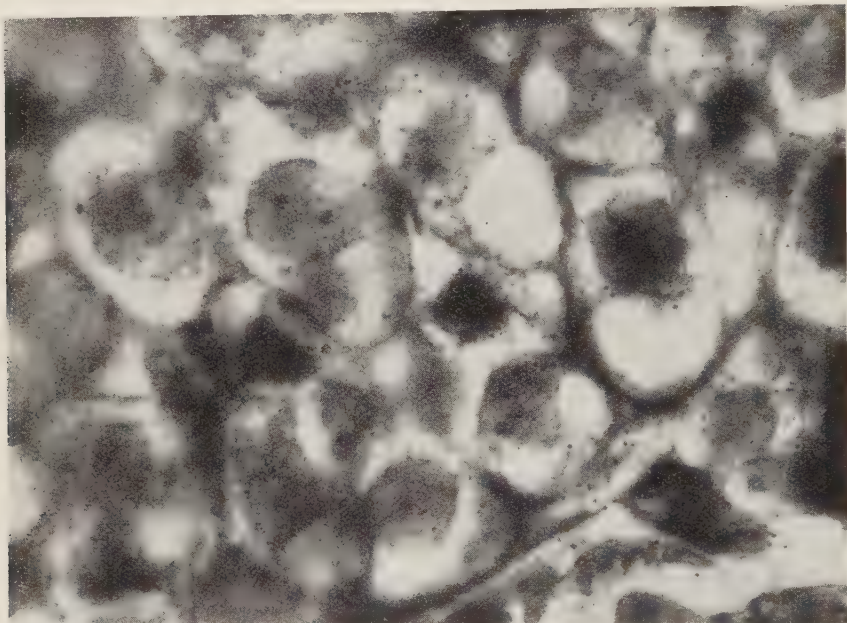


Abb. 3. - Obj.: Zeiss Öl-Immersion 1/12 Zoll, Ok.  $12\times$  Reichert, Vergrößerung 1300:1 Romeiskamera. Froschlarve 5 s beschallt, 870 kHz 4 W/cm<sup>2</sup>. Das Cytoplasma ist mit vielen verschiedenen großen deutlich begrenzten Vakuolen übersät und zeigt ein schaumiges Aussehen. Die Kerne sind insofern verändert als sie eine besonders deutliche Kernmembran besitzen, die an manchen Stellen bereits aufgerissen erscheint.

erholt sich die Larve nach kurzer Zeit wieder und kann weiterentwickelt werden; weitere Beschallungen töten die Larven endgültig ab. Während der gesteigerten Beweglichkeit ist morphologisch nichts faßbar.

Kurz nach dem Ausschlüpfen beschallte Larven sind gegen Ultraschall besonders empfindlich; bereits nach 5 Sekunden Einwirkungsdauer sind sie nicht mehr erholungsfähig. Tage später beschallte zeigen während der Beschallung eine gesteigerte motorische Unruhe, die in einen narkoseähnlichen Zustand übergeht. Wird in dem Augenblick des Bewegungsstillstandes die Beschallung unterbrochen, erholt sich die Larve wieder, eine Fortdauer der Beschallung tötet sie ab.

Die histologische Untersuchung solcher Larven läßt an der quergestreiften Muskulatur bei zunehmender Beschallung eine immer stärker werdende Pigmentation an den Segmentansatzstellen mit einer Dislokation der Fasern

erkennen. Ebenso ist die Querstreifung schon nach kurzer Beschallung nicht mehr zu finden, wobei gleichzeitig die Kerne quellen und anschliessend schrumpfen.

Die Anlage des Rückenmarkes zeigt eine diffuse anormale braune Pigmentation, jedoch werden diese widerstandsfähigeren Zellen erst nach längerer



Abb. 4. — Obj.: 4 $\times$ , Ok: 5 $\times$  beide Reichert, Vergrößerung 28:1, Romeiskamera. Froschlarven beschallt 1 Min. 870 kHz W/cm<sup>2</sup>. Die Skelettmuskulatur läßt deutlich an den Segmentansatzstellen breite pigmentierte Streifen erkennen. Die Fasern sind teilweise dislociert. Die Chordazellen sind groß und gequollen. Der Dotter ist aufgerissen und nicht weiter zu differenzieren.

Schalleinwirkung aus dem Verbande gebracht. Der Randschleier läßt von der Beschallung abhängig verschieden große Lücken erkennen.

Um die Kernschädigungen näher zu beleuchten, habe ich an den beschallten und den Kontrollpräparaten die Feulgen'sche Reaktion vorgenommen, wobei der Gehalt an Thymonucleinsäure bei steigender Einwirkungsdauer abnimmt.

Die überlebenden Larven und Eier zeigten an Schitten, die knapp nach der Einwirkung angefertigt wurden, keinerlei morphologische Veränderungen. Im natürlichen Milieu weiter entwickelte, lassen ein besonders rasches Wachstum erkennen, welches bis auf das Doppelte der normalen Werte steigt. Äußerlich ist an diesen großen Larven nichts Absonderliches zu bemerken. An Schnitten konnte ich ebenfalls keinen höheren Entwicklungsgrad fest-

stellen, sondern nur eine Vergrößerung der einzelnen Organe durch Zellvermehrung und Zellvergrößerung. Dieses raschere Wachstum ist insofern nur von den Schalleinwirkungen hervorgerufen, als ein einmal erreichter Vorsprung nicht vergrößert wird.

Fehlbildungen oder Hemmungen konnte ich bei keiner der überlebenden Larven beobachten.

Durch die erhobenen Befunde sind nun ganz deutlich die positiven Kräfte von den negativen abzugrenzen. Außerdem ist es auch möglich den Funktionszustand der Zelle und der Gewebe mit der Beschallung in Einklang zu bringen. Die reversible Phase ist durch eine gesteigerte Reaktionsgeschwindigkeit der einzelnen physiologischen Abläufe charakterisiert; wobei diese Förderung durch den gebildeten aktiven Sauerstoff einerseits, sowie durch die Beeinflussung der Ladung der Moleküle andererseits bedingt ist. Durch diese Umstellungen an den Kolloiden kommt es zu einer Steigerung des Stoffwechsels, wofür als Hauptursache die Beeinflussung der Spannungsfelder in Betracht gezogen werden kann. Die gesteigerte motorische Unruhe ist wohl, wie das besonders rasche Wachstum, in diesem Sinne zu werten. Zu diesen rein den atomaren und molekularen Bau betreffenden Ursachen kommt noch die durch die Schallwellen erzeugte Hyperämie, die wesentlich an den Heilerfolgen beteiligt ist. Es ist dies also eine Steigerung jener Vorgänge, die in der Zelle laufend für jeden Funktionszustand spezifisch vor sich gehen, jedoch in normalen physiologischen reversiblen Grenzen bleiben. Morphologisch ist diese Phase dadurch charakterisiert, daß keinerlei faßbare Veränderungen zu beobachten sind. Die angeführten Umstellungen an den kolloidalen Eiweißkörpern habe ich auch an Versuchen feststellen können, die mit menschlichem Blut durchgeführt wurden. Die Änderung der Senkungsreaction gibt deutlich darüber Auskunft. Ohne daß von außen aktive Stoffe, wie Medikamente, oder Toxine zugeführt wurden, konnte ich eine Steigerung dieser Reaktion feststellen, die also nur auf Umstellungen der Kolloide des Blutplasmas sowie der korpuskulären Bestandteile zurückzuführen ist. Als weiteres sicheres Zeichen für ein geändertes kolloidales Milieu ist das besonders deutliche Hervortreten der sogenannten Erythrozytenmembran zu betrachten. Nach einer auch nur kurzen Beschallung tritt diese deutlich und derb hervor, gleich als ob die Erythrozyten aus dem Plasma in eine anderes Milieu gebracht wären oder die Kolloide der Grenzschichten durch Fixierungsflüssigkeiten koagulierten. Aus diesen angeführten Tatsachen können Rückschlüsse auf die Grenzmembranen gezogen werden und dort wo sie morphologisch darstellbar sind, kann gesagt werden, daß nur in wenigen Fällen, wie etwa bei der Chordazelle, wo sie auch substantiell isoliert werden können, solche bestehen. Sie sind in der Mehrzahl nur Artefacte nach Änderungen ihrer Bausteine und der angrenzenden Phasen.

Die eben besprochenen gesteigerten reversiblen physiologischen Abläufe werden jedoch plötzlich von der irreversiblen Phase abgelöst. Wann die ein-



zelen Zellen und Gewebe irreversibel geschädigt sind, hängt vor allem vom Funktionszustand ab. Außerdem ist gerade bei Beschallung menschlicher Organe die Beschaffenheit der über dem Beschallungsobjekt befindlichen Gewebe wichtig. Morphologisch faßbar ist erst diese irreversible Phase. Die Zellen quellen mit den Kernen, es treten anschließend Entmischungserscheinungen in Form von Vakuolen im Plasma auf, wie ich sie bereits bei der Besprechung der Präparate hervorgehoben habe. Die Kerne lassen derbe Granulationen erkennen und werden bei weiterer Beschallung mit der Zelle zerrissen. In dieser Phase werden vor allem die Bausteine der Grenzschichten durch Ent- und Umladungen außer Stande gesetzt ihre normale Funktion auszuüben. Sie wirken der Tendenz des Konzentrationsausgleiches der angrenzenden Phasen nicht weiter entgegen, wodurch der Stoffwechsel der Zelle soweit beeinträchtigt wird, daß die selbst geschädigten Kolloide des Cytoplasmas und der Inter-cellularflüssigkeit ihren physiologischen Zusammenhang verlieren und nach dem Eintritt des Nivellierungsgesetzes der Zelltod folgt.

Aus diesen Tatsachen erklären sich auch die Erscheinungen an den Skelettmuskelfasern. Das Verschwinden der Querstreifung ist sicherlich auf Ionenveränderungen in den beiden Phasen sowie der Grenzschichten zurückzuführen. In der reversiblen Phase sind die verschieden stark lichtbrechenden Elemente noch deutlich zu sehen und verschwinden erst dann, wenn die Larve nicht weiter lebend erhalten werden kann. Ebenfalls als Umstellung im Chemismus des kolloidalen Systems ist die Pigmentation zu betrachten, die in gleicher Weise wie die Querstreifung abhängig von der Beschallungsdauer verschwindet.

Es ist nun nicht schwer vorstellbar, daß bei der Beschallung von Drüsen mit Grenzflächen von besonderer Wichtigkeit Umstellungen an diesen nicht nur die Funktion beeinflussen, sondern auch die Zellen frühzeitig irreparabel verändern.

Das über dem Beschallungsobjekt befindliche Gewebe ist, wie bereits hervorgehoben, von besonderer Bedeutung, da die verschiedenen Gewebsarten die eindringenden Schallenergien nicht in gleicher Weise schwächen oder reflektieren. Angaben über die Leistungen des Quarzes sind dabei nicht von so großer Bedeutung, da sie nur ein ungefähres Maß für jene Energien darstellen, welche dem Körper tatsächlich zugeführt werden. Es ist dadurch auch nicht möglich an gewünschten Stellen den Ultraschall zu stoppen, was eine große Gefahr für die therapeutische Anwendung darstellt. Wenn dabei auch das Gewebe nicht irreversibel verändert wird, die Grenzschichte erfährt durch auch nur ganz geringen Energien Umstellungen und beeinträchtigt den Stoffwechsel, jedoch in einer unkontrollierbaren Weise.

Die positiv wirkenden Energien sind also die gleichen wie die zu den irreversiblen Schädigungen führenden. Die Zeitspanne in welcher die Schallenergien reaktionsfördernd wirken, ist verschieden lang und mit der Narkosebreite zu vergleichen, die ebenfalls für jeden Menschen individuell verschieden, jedoch

wichtig ist. Während dieser Zeit ist morphologisch keinerlei Abwegigkeit zu erkennen. Es sind nur in reversiblen Grenzen physiologische Vorgänge gesteigert. Die großen Energien führen jedoch leicht, und nur in geringem Masse kontrollierbar, wenn die Beschallungsbreite überschritten ist, zu irreversiblen Veränderungen, welchen dann erst histologisch faßbar sind. Diese kritischen Zeiten für jedes Gewebe mit Berücksichtigung der aktiven Spannungsfelder besonders festzustellen, muß Ziel weiterer Untersuchungen sein, wenn der Ultraschall im therapeutischen Geschehen nur mit positivem Erfolg angewendet werden soll.



## Ultrasonic vibration and the protein molecule.

C. J. BRADISH

*Pisbight, Surrey*

Helix pomatia haemocyanin, fibrinogen and the serum proteins have been subjected to ultrasonic irradiation under standard conditions of energy density and temperature.

These experiments have been followed by means of the ultracentrifuge and no change of sedimentation constant has been observed for the serum proteins. The clotting-time of fibrinogen and the molecular distribution of haemocyanin are considerably modified under certain conditions.

## Recherches sur les émissions sonores et ultra-sonores d'Orthoptères nuisibles à l'agriculture: Étude des fréquences.

### NOTE PRELIMINAIRE

R. G. BUSNEL et P. CHAVASSE

*Institut National de la Recherche Agronomique  
et Centre National d'Études des Télécommunications*

#### 1. — Introduction.

Parmi les sons émis par les Insectes, certains n'ont pas de signification physiologique précise; cependant, chez les espèces où les organes d'émission sont associés avec les organes de réception pour l'audition, les chants peuvent jouer un rôle important dans le comportement, notamment dans les manifestations sexuelles, ainsi que les travaux les plus récents de BAIER (1930) [1], FABER (1937) [2], AUTRUM (1936) [3], et RAU (1940) [4] l'ont montré pour les Orthoptères et, pour les Diptères, ceux de ROTH (1948) [5] et de OFFENHAUSER et KAHN (1949) [6].

L'étude physique des émissions de sons par les Orthoptères n'a été entreprise avec des techniques précises que depuis quelques années, en particulier par AUTRUM (1940) [3], mais plus spécialement en Amérique par EYRING (1946) [7], PIELEMFIER (1946) [8], SABY et THORPE (1946) [9], PIERCE (1948) [10], qui précisèrent uniquement les limites supérieures des valeurs ultrasonores des chants. Les travaux de ces cinq derniers auteurs ont été effectués sur des espèces du Nouveau-Monde et, pour l'Europe, de telles études restaient à entreprendre, à l'aide des techniques les plus récentes définissant, notamment, toute l'étendue du spectre de 50 Hz à 100 kHz.

En vue de déterminer les rapports biologiques entre les sons émis par certains Orthoptères et le comportement de ceux-ci, nous avons entrepris tout d'abord, une série de recherches sur les caractères biophysiques de ces émissions.

Les travaux, commencés en 1947, ont été effectués dans la nature sur des insectes en liberté ou en captivité dans des conditions naturelles; le programme de travail comprenait plusieurs types d'études:

1) Détermination des spectres de fréquence par analyseurs (Siemens ou C.N.E.T.).

2) Variation des fréquences en fonction du temps (analyseur Siemens et oscillographe à boucle).

3) Caractère des modulations par oscillographie des émissions, enregistrées préalablement sur bandes magnétiques.

4) Mécanisme et rythme d'émission (par enregistrement cinématographique à 65 images/seconde).

5) Étude morphologique des appareils d'émission.

Nous apportons aujourd'hui quelques résultats préliminaires relatifs à l'un de ces chapitres: les spectres de fréquences des chants de certains Orthoptères choisis parmi ceux ayant un intérêt agricole.

## 2. - Espèces étudiées et cadre des observations.

Les espèces suivantes ont été étudiées, dans leur habitat naturel, sur les formes adultes:

1) Tettigonidae: *Ephippiger ephippiger* FIEB.

» *bitterensis* MARQ.

» *cunii* BOL.

*Decticus verrucivorus* L.

» *albifrons* L.

2) Gryllidae: *Gryllotalpa gryllotalpa* L.

3) Acrididae: *Locusta migratoria* L. (*solitaria*) race de Palavas.

*Dociostaurus maroccanus* THUNB. (*solitaria*).

Les observations rapportées ont été faites aux dates suivantes:

1) Du 15 Juillet au 10 Août, et du 28 Août au 5 Septembre 1949, dans la région de Montpellier (Hérault), sur le lido sablonneux, en bordure de mer, à Palavas. Cette zone est l'habitat naturel en France du Criquet migrateur solitaire; cette espèce y voisine avec de nombreux autres Orthoptères dont, notamment *Platycleis*, *Decticus*, *Gryllotalpa* etc. La végétation environnante se compose principalement d'*Agropirum junceum*, *Ammophila arenaria*, *Tamaris gallica* et *Phragmites communis*. Le climat de cette lande est caractérisé à cette époque par de grandes variations hygrométriques, pouvant atteindre 60 % en 6 heures.

Les températures sous abri, au sol, variaient de 21 à 35 °C au cours des 3 premières heures de la matinée. Pendant la période des travaux, l'insolation était maximum. (Voir fig. 1).

2) Du 10 Août au 28 Août 1949, dans la région du Caylar (Hérault) sur le Causse du Larzac, zone calcaire semi-désertique, desséchée, à végétation rase, avec *Festuca duriuscula*, *Hieracium pilosella*, *Buxus sempervirens* etc., au milieu de laquelle se trouvent quelques stations limitées de *Criquet marocain*,

*Ephippiger ephippiger*, *Locusta viridissima*, etc.. Les variations de température sous abri, au sol, variaient de 12 à 30 °C, avec une hygrométrie de 15 à 70 %.

L'insolation était également au maximum pendant toute cette période.

Les caractères de ces microclimats pouvaient avoir une relation avec les variations des fréquences d'émission, étant donné leurs variabilités, ce qui nous a amenés à les préciser.

*Conditions de travail.* —

Les diverses espèces ont été étudiées dans ces deux stations, de jour et de nuit, soit libres, soit sous cages grillagées, sans fond, posées sur la végétation à même le sol. L'insecte stridulant était observé et filmé; on notait également le temps d'émission et les conditions locales de température. Les microphones étaient, soit posés au sol sur un support isolant en caoutchouc mousse, à des distances de 10 à 50 cm de l'insecte, soit portés par un bras métallique et suspendus au-dessus de l'insecte.

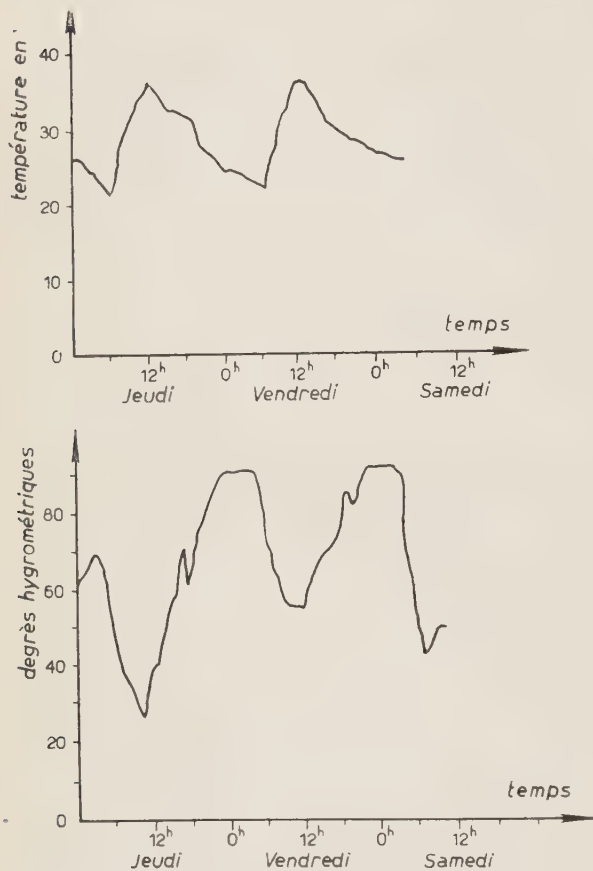


Fig. 1. — Courbes thermiques et hygrométriques, au sol, sous abri (1ère semaine d'Août 1949 à Palavas: Hérault).

L'observation était faite conjointement avec les appareils d'analyse et l'enregistrement au magnétophone.

### 3. — Caractères des appareils d'écoute et d'analyse.

1. — *Microphones.* — Deux types de microphones ont été utilisés:

a) Microphones de haute fidélité, répondant jusqu'à 20 kHz (linéarité  $\pm 5$  décibels).

b) Microphone à quartz, répondant de 15 à 100 kHz (linéarité  $\pm 10$  décibels).

## 2. - Appareils d'analyse.

a) Analyseur de fréquence, type Siemens, donnant un spectre de bandes

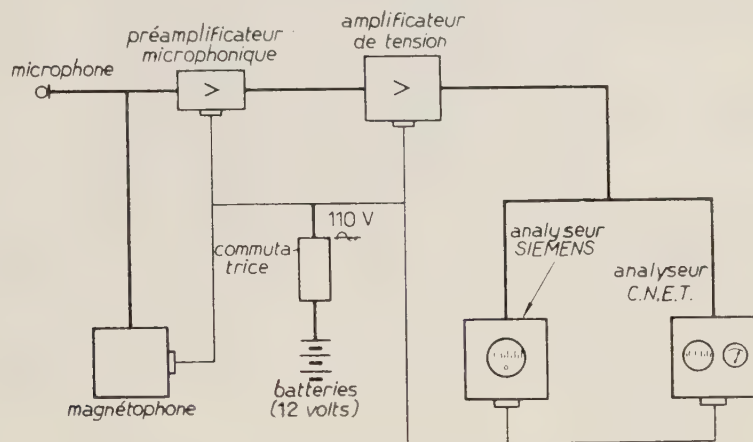


Fig. 2. - Schéma de principe du montage expérimental utilisé.

de 0 à 16 kHz, en 27 bandes, ayant chacune la largeur d'un tiers d'octave. Temps d'analyse de 1/20 de seconde.

Les spectres étaient notés soit par relevé direct, soit par prise de vue cinématographique à la vitesse de 8 images-seconde.

L'alimentation électrique était fournie par accumulateurs et commutatrice; un préamplificateur microphonique et un amplificateur de tension étaient intercalés dans le circuit.

b) Analyseur de fréquence, modèle du Département Acoustique du Centre National d'Etude des Télécommunications, appareil récemment décrit par L. PIMONOW [11] et fonctionnant en deux gammes, l'une de 50 Hz à 20 kHz, l'autre de 15 kHz à 100 kHz avec une sélectivité de 3 ou de 30 Hz. Dans cet appareil, le déplacement du spot sur l'échelle des fréquences permet, par un balayage rapide (2 à 4 secondes) ou lent (15 à 45 secondes) d'obtenir un spectre continu dans toute la bande des fréquences d'analyses. Il ne nous a cependant pas échappé que de telles mesures ne pouvaient avoir une réelle valeur que pour des chants continus et stables (type *Gryllotalpa*, ou *Tettigonia viridis-sima*) de longue durée. Pour des chants intermittents ou de brève durée, nous avons dû faire des mesures répétées et reconstituer un spectre type (5 à 20 mesures pour un même animal) afin d'éliminer l'influence du temps d'analyse.



3. - *Appareil d'enregistrement.* - Les chants de 50 Hz à 20 kHz ont été enregistrés sur bandes magnétiques; celles-ci ont été contrôlées au cours de l'année, sans qu'il ait été noté de variations notables. Ces enregistrements ont permis, en laboratoire, de refaire des spectres avec les appareils d'analyse précités.

Nous donnons dans la fig. 2 le schéma de principe des installations utilisées dans les diverses mesures expérimentales.

#### 4. - Principaux résultats.

Les spectres de fréquence des différents insectes sont caractérisés par les données suivantes qui seront groupées dans les tableaux d'analyse: Sexe de l'insecte. Date. Heure. Température au sol. Hygrométrie. Limite inférieure du spectre, limite supérieure du spectre, amplitude maximum. Type d'appareil utilisé pour la mesure (C.N.E.T.: C ou Siemens: S).

Des tableaux récapitulatifs résument les principales observations.

##### 1. - Tettigonidae.

a) *Ephippigere.* - Les trois espèce, *E. cunii*, *E. bitterensis* et *E. ephippiger* strident dans des conditions biologiques identiques.

Nous avons étudié, outre le chant dit « indifférent », les chants dits « de

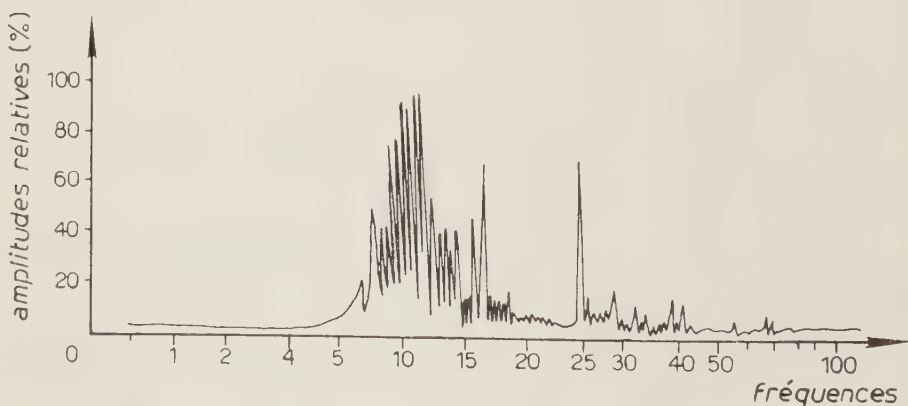


Fig. 5. - *Ephippiger cunii*. Spectre de 0 à 100 kHz; chant de conversation entre mâles.

conversation » au cours desquels les insectes semblent se répondre comme les aboiements des chiens dans un village, la nuit; un insecte mâle prend l'initiative (le « leader » des auteurs anglo-saxons) un ou plusieurs autres lui répondent, presque avec synchronisme, et avec une tonalité plus basse.

Chez *E. bitterensis* les stridulations du type « chant de conversation » com-

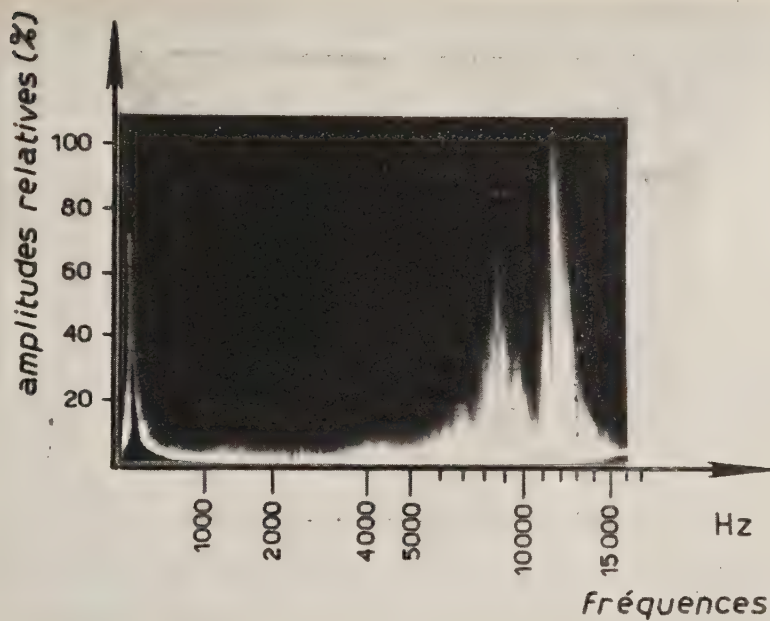


Fig. 3. — *Ephippiger bitterensis*. Spectre de 0 à 15 kHz; chant du leader (12 kHz) et d'un autre mâle lui répondant (8 kHz).

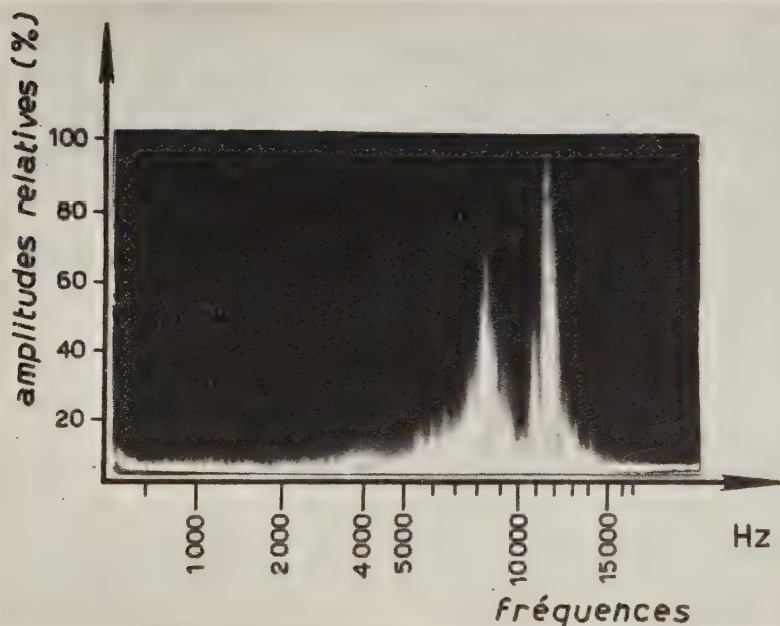


Fig. 4. — *Ephippiger bitterensis* (mâle). Spectre de 0 à 15 kHz; même chant que dans la photo n° 3 (2ème analyse).

prennent 1 à 2 mouvements des élytres effectués dans un temps variant d'1/4 à 1/2 secondes, et 4 à 5 pour *E. cunii* dans un temps d'1/2 à 1 seconde.

Ces diverses espèces émettent principalement le matin et très rarement

après 15 heures. Elles ne strident que rarement la nuit et au cours de nos travaux nous n'avons noté des émissions nocturnes qu'avec une certaine luminosité lunaire.

Les émissions des *Ephippigères* sont très bruyantes et se perçoivent encore à 50 mètres en terrain découvert; les ♀ ne strident que rarement, les seules manifestations que nous ayons pu noter étaient des cris dits de « frayeur » qui sont émis lorsqu'on les dérange ou qu'on les capture.

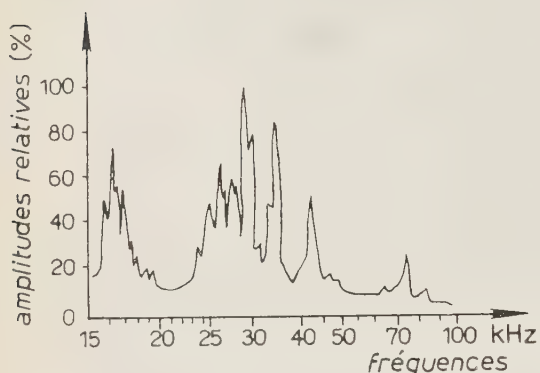


Fig. 6. — *Ephippiger ephippiger*. Spectre de 15 à 100 kHz; chant de conversation entre mâles.

Les principaux résultats des analyses sont groupés dans le tableau I, et les spectres n<sup>o</sup>. 3, 4, 5 et 6.

Ces observations font ressortir que les diverses émissions présentent un grand nombre de composantes, dans les domaines sonore et ultrasonore. On constate également que les divers types de chant ont des fréquences sensiblement égales, compte tenu des variations individuelles qui sont très nettes. Il est vraisemblable que, dans la mesure où ces stridulations sont en rapport avec le comportement, c'est probablement leur variation dans le temps (modulation) qui présente l'intérêt biologique essentiel.

Cependant, dans le chant dit de « conversation », l'analyse révèle nettement, tant en fréquence qu'en amplitude, une dominance du chant du leader, sur le chant de l'insecte lui répondant.

b) *Decticus albifrons* et *verrucivorus*. — Le chant dit « indifférent » des deux espèces de Dectiques mâles, peut se décomposer en deux temps. Tout d'abord l'insecte émet une suite de pulsations isolées, à la cadence de 1 toutes les 3 secondes; cette cadence va en s'accélégrant progressivement, passant à 2 secondes, puis 1 seconde. Les sons émis pendant cette période de mise en train forment ce que nous avons nommé « chant de départ ». (La nuit, ces chants se limitent le plus souvent à des pulsations émises toutes les 2 à 5 secondes).

La progression aboutit à un cliquetis rapide, puis à un chant continu comportant 5 pulsations à la seconde: la stridulation ininterrompue a été nommée « plein chant ».

Espèce	Caractère du chant	Date	Heure	Température au sol	Hygro-métrie	Limite inférieure du spectre	Limite supérieure du spectre	Fréquence d'amplitude maximum	Appareil d'analyse C ou S CNET ou SIEMENS
<i>Ephippiger eunii</i>	conversation chant du leader	16/8 »	12 h 30 »	30° »	25 % »	5 800 15 000	16 000 70 000	14 000 16 000 28 000	C C
	chant de réponse	29/8 »	11 h 30 »	24° »	62 % »	5 100 15 000	16 000 23 000	11 000 16 000	C C
	chant de réponse chant du leader	8/8 14/8	8 h 9 h	25° 20°	50 % 50 %	8 500 10 000	16 000 16 000	12 500 12 500	S S
	chant indifférent	17/8 »	9 h 30 »	31° »	25 % »	8 200 15 000	16 000 28 000	11 000 16 500	C C
<i>Ephippiger bitterensis</i>	— d° —	19/8 »	11 h »	32° »	20 % »	15 000 15 000	30 000 45 000	18 000 24 000	C C
	— d° —	» »	14 h »	32° »	20 % »	15 000 15 000	40 000	22 000	C
	chant du leader	8/8	8 h 15	32°	56 %	7 000	15 000	12 500	C
	chant de réponse	»	8 h 20	»	»	4 800	15 000	7 000	C
<i>Ephippiger</i>	conversation chant du leader	8/8	7 h 30	31°	57 %	10 000	16 000	12 500	S
	conversation	17/8	10 h 45	32°	18 %	6 300	16 000	15 300	C
	chant de réponse	»	11 h 15	33°	17 %	15 000	75 000	24 000	C
	chant du leader	22/8 23/8 13/8	12 h 9 h 10 22 h	29° 22° 76°	50 % 80 % 51 %	6 200 15 000 15 000	16 000 88 000 70 000	12 000 27 000 30 000	C C C
<i>Ephippiger</i>	chant du leader	13/8	22 h	76°	51 %	15 000	70 000	30 000	C
						10 000	16 000	17 000 12 500	S

L'analyse des spectres observés donne des résultats qui sont groupés dans le tableau II et les figures 7, 8, 9, 10 et 11.

Le spectre complet de 50 Hz à 100 kHz, reconstitué par la jonction des

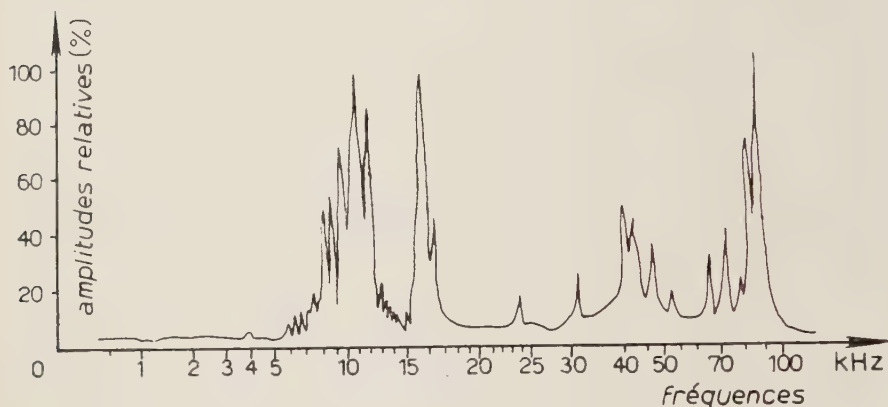


Fig. 7. — *Decticus verrucivorus*. Spectre de 0 à 100 kHz; chant nocturne.

résultats obtenus selon les analyseurs donne une courbe en cloche pour la gamme des hautes fréquences, oscillant autour de 10 kHz, et une série de points dans la gamme ultra-sonore, dont les bandes les plus marquées en amplitude, oscillent autour de 40 kHz, et dont certaines atteignent jusqu'à 100 kHz. Nous n'avons pu noter de variations significatives en fonction de l'éclairement (jour ou nuit) de la température ou de l'hygrométrie.

De grandes variations apparaissent d'un insecte à l'autre, dans la gamme des hautes fréquences, autour du point maximum des plus grande amplitudes, pouvant atteindre 1 à 2 kHz. Il est à noter qu'au cours de l'émission, l'observation au spectromètre Siemens révèle que les amplitudes relatives des différentes bandes de fréquence varient dans le temps et que la fréquence maximum se déplace de 1 à 2 kHz en moyenne, sans qu'il apparaisse de caractère périodique notable. Il doit être rappelé que *D. verrucivorus* réagit aux ultra-sons jusqu'à 90 kHz (AUTRUM).

## 2. — Gryllidae.

*Gryllotalpa gryllotalpa*. — Dans les lieux où nous avons étudié les chants de cet insecte, les émissions avaient lieu la nuit, jusqu'à 3 et 4 h du matin et commençaient environ 1 h après le coucher du soleil. La stridulation est très caractéristique, en longues trilles qui peuvent durer de quelques minutes à 1/2 h. Les insectes chantent très fréquemment à l'entrée des terriers, ce qui rend la détection de la source difficile.



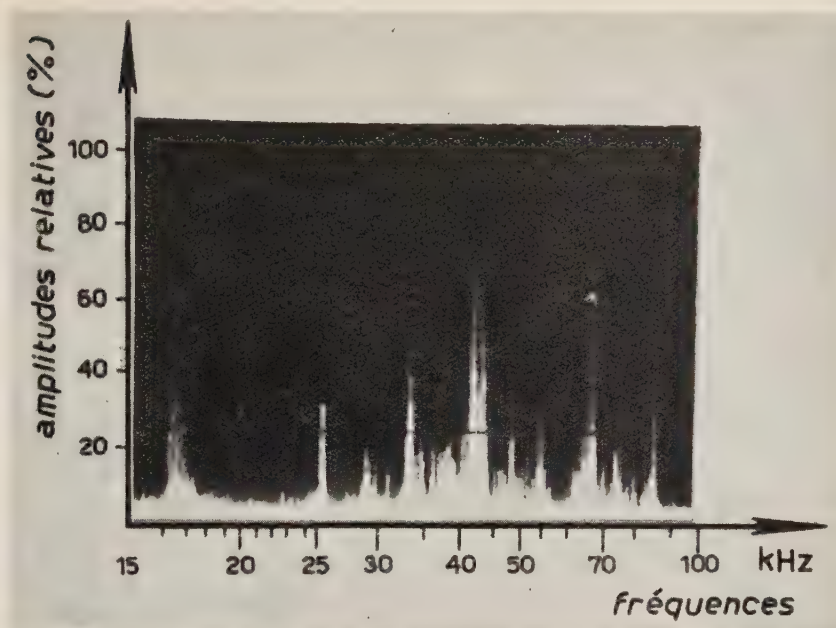


Fig. 8. — *Decticus albifrons* (mâle). Spectre de 15 à 100 kHz; chant de départ.

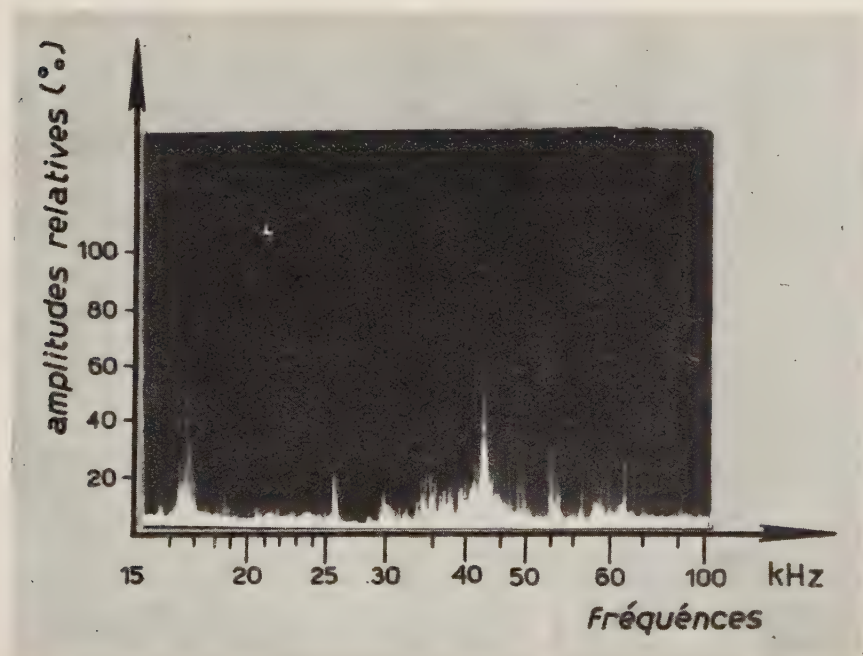


Fig. 9. — *Decticus albifrons*. Spectre de 15 à 100 kHz; Plein chant.

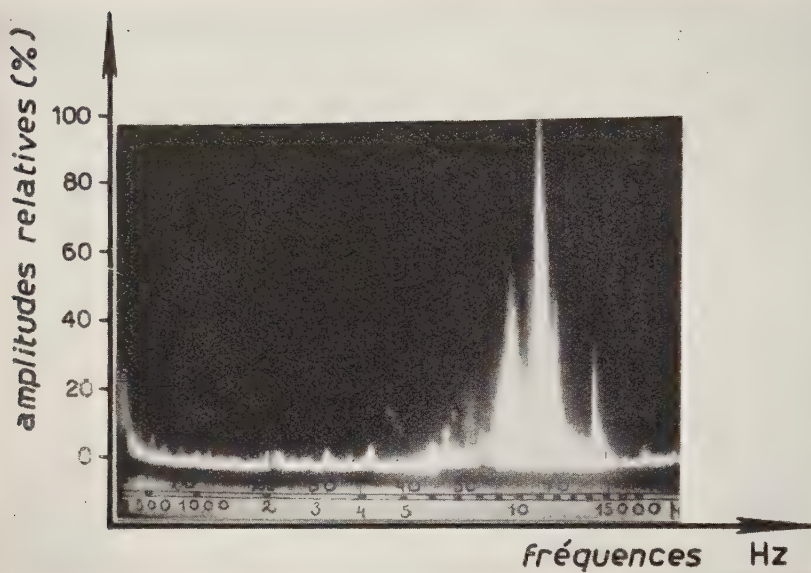


Fig. 10. — *Decticus albifrons*. Spectre de 0 à 15 kHz. Chant de départ.

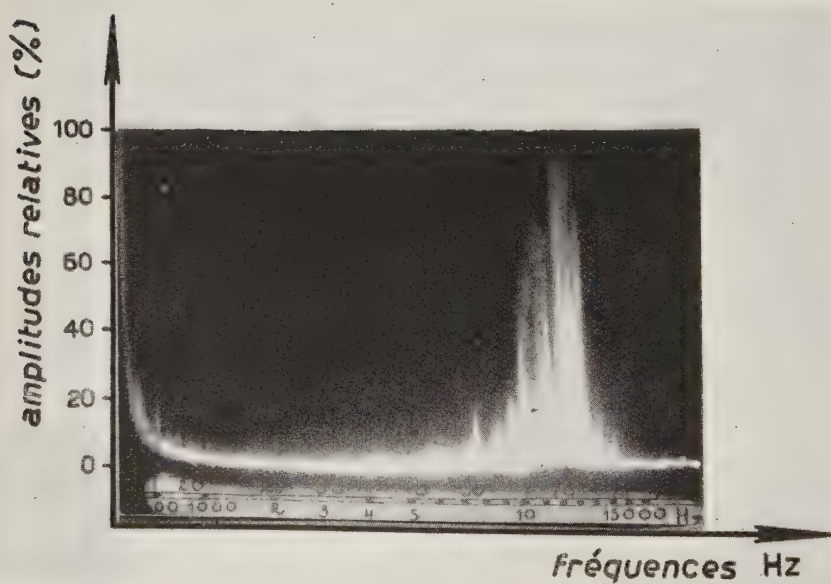


Fig. 11. — *Decticus albifrons*. Spectre de 0 à 15 kHz. Plein chant.

Espèce	Caractère du chant	Date	Heure	Température au sol	Hygro-métrie	Limite inférieure du spectre	Limite supérieure du spectre	Fréquence d'amplitude maximum	Appareil d'analyse C ou S CNET ou SIEMENS
<i>Deicticus albifrons</i>	Chant de départ	4/8	8 h	40°	60 %	8 000	12 500	10 000	S
		6/8	19 h	24°	82 %	6 000	15 000	12 000	S
		6/8	19 h 30	24°	85 %	15 000	45 000	35 000	C
		25/8	11 h	25°,5	80 %	1 650	90 000	42 000	C
		25/8	11 h 20	»	»	6 500	11 500	8 200	C
		27/7	14 h 45	38°	51 %	6 400	16 000	10 000	S
		29/8	11 h 15	25°	80 %	7 000	40 000	10 000	C
	Plein chant	22/7	16 h 30	40°	60 %	6 400	16 000	10 000	S
		27/7	10 h 30	34°	23 %	6 400	60 000	10 000	C
		27/7	15 h 40	38°	62 %	6 400	16 000	10 000	S
		27/7	16 h	34°	55 %	6 400	70 000	12 500	C
<i>Deicticus verrucosus</i>	Chant de départ	3/8	22 h 50	29°	84 %	5 000	12 500	10 000	S
		26/8	23 h 40	21°	98 %	8 500	95 000	10 500	C
		29/8	0 h 20	20°	95 %	7 500	15 800	10 500	C
		14/8	9 h 30	22°	50 %	5 000	15 000	10 200	C
		»	9 h 45	»	»	5 800	15 800	11 500	C
		17/8	11 h 05	28°	25 %	7 000	16 000	10 880	C
		26/8	13 h 45	24°	35 %	28 000	49 000	32 000	C
		»	14 h	»	»	28 000	54 000	41 000	C
	Plein chant	26/7	10 h 20	29°,5	60 %	5 000	16 000	12 500	S
		14/8	9 h 30	22°	50 %	5 800	16 000	11 900	C
		17/8	11 h	28°	25 %	7 500	16 000	10 800	C
		23/8	11 h	25°	85 %	15 000	100 000	15 000	C
		23/8	12 h	25°	85 %	7 500	17 000	13 500	C

Le chant est extrêmement fort, et peut porter à 200 m en terrain découvert. Au niveau du terrier, la vibration est si forte que lorsque l'insecte chante sous terre, celle-ci vibre sur 30 cm de rayon en terrain meuble. Ces émissions sont intéressantes par la pureté de la fréquence de stridulation, sur une bande très étroite de  $\pm 200$  Hz entre 3 et 4 kHz, selon les insectes. On sait, par ailleurs, que ces insectes sont susceptibles d'être attirés par des bruits de moteur (gonfleur pneumatique) de fréquence basse (500 Hz) ainsi que BOUNNIOL et FEYTAUD l'ont observé [12].

TABLEAU N. III.

Espèce: *Gryllotalpa gryllotalpa*, ♂ Chant indifférent.

Date	Heure	Température au sol	Hygrométrie	Limite inférieure du spectre	Limite supérieure du spectre	Fréquence d'amplitude maxima	Appareil d'analyse
2/8	23 h	25°	75 %	3800	4300	3900	C
»	23 h 30	»	»	3200	4000	3200	S
3/8	23 h	24°	65 %	2500	4000	3200	S
23/8	23 h 35	24°	78 %	2500	3500	3000	S
23/8	22 h	24°	88 %	2800	3200	3000	C

Les résultats sont donnés dans le tableau III et la fig. 12.

### 3. - Acrididae.

a) *Locusta migratoria*. - Nos mesures ont porté sur les émissions de plusieurs types de chant correspondant aux stridulations déjà observées par les auteurs, et décrites notamment par FABER [2]. Nous avons analysé principalement les émissions de ♂ et de ♀ au cours de la phase sexuelle. Les stridulations sont généralement brèves, d'une durée variant entre 2 et 10 secondes, et ne se différenciant pas à l'oreille. Il a été également noté que la valeur des fréquences émises par un insecte stridulant avec une patte, ou avec les deux pattes étaient les mêmes.

Les spectres de fréquence des émissions de cette espèce révèlent une grande différence dans la stridulation des femelles et des mâles, les premières émettant dans les basses fréquences (200 à 500 Hz) alors que les mâles atteignent 8 à 10 kHz. Le chant précédent ou accompagnant l'accouplement est légèrement plus bas. Les fréquences maxima ont été notées dans le chant dit « indifférent » dont le spectre comprend une partie dans le domaine ultra-sonore. Les insectes strident de jour et de nuit, sans que les conditions de température ou d'hygrométrie, dans les limites indiquées, influent d'une manière manifeste



TABLEAU N. IV.

Espèce	Sexe	Caractère du chant	Date	Heure	Température au sol	Hygrométrie	Limite inférieure du spectre	Limite supérieure du spectre	Fréquence d'amplitude maxima	Appareil d'analyse
<i>Locusta migratoria</i>	♀	avant l'accouplement	28/7	10 h 45	40°	68 %	100	500	200	Σ
	»	»	28/7	10 h 15	40°	68 %	200	800	500	Σ
	»	»	28/7	10 h 20	40°	68 %	5000	12 000	10 000	Σ
	♂	»	26/7	16 h 20	26°	70 %	5000	10 000	8 000	Σ
	»	»	2/8	0 h 30	25°	90 %	5000	12 500	8 000	Σ
	♂	chant de défense contre un autre ♂	28/7	10 h 30	40°	68 %	5000	10 000	6 400	Σ
			28/7	10 h 50	41°	68 %	5000	10 000	6 400	Σ
	♂	Pendant l'accouplement émission par 1 seule patte (gauche)	28/7	10 h 45	41°	68 %	3 200	12 500	8 000	Σ
		Id. (autre insecte)	»	11 h 30	»	»	6 400	10 000	8 000	Σ
	»	Id. (autre insecte)	»	11 h 50	»	»	6 400	10 000	8 000	Σ
	»	»	»	12 h	40°	70 %				
	»	accouplement	6/8	16 h	25°	53 %	5 100	12 500	8 100	C
♂		chant indifférent	25/9	10 h 30	28°	80 %	3 000	16 000	11 000	C
			29/9	16 h	30°	30 %	3 000	18 000	10 500	C



sur la fréquence moyenne maxima des émissions. Enfin, au contraire des *Tettigoniidae* ou de *Gryllotalpa* dont les spectres révèlent nettement une fréquence

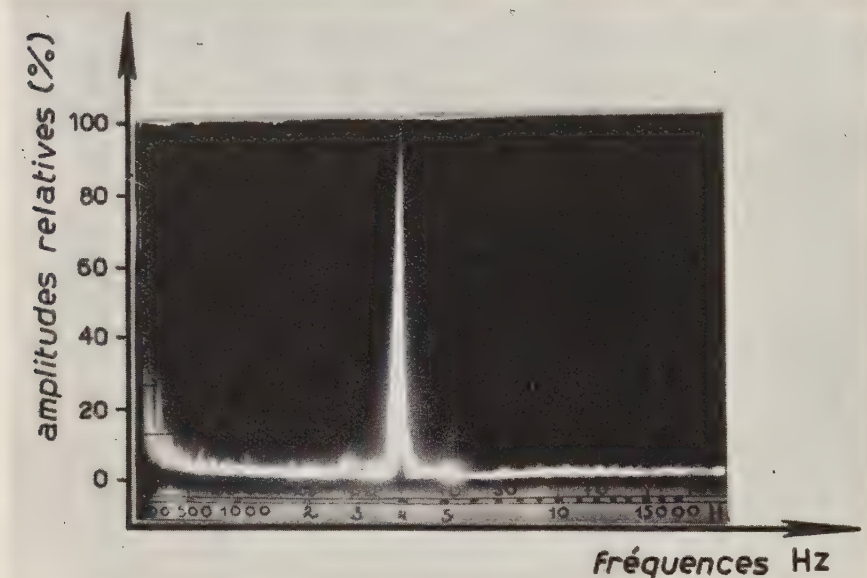


Fig. 12. — *Gryllotalpa gryllotalpa* (mâle). Spectre de 0 à 15 kHz.

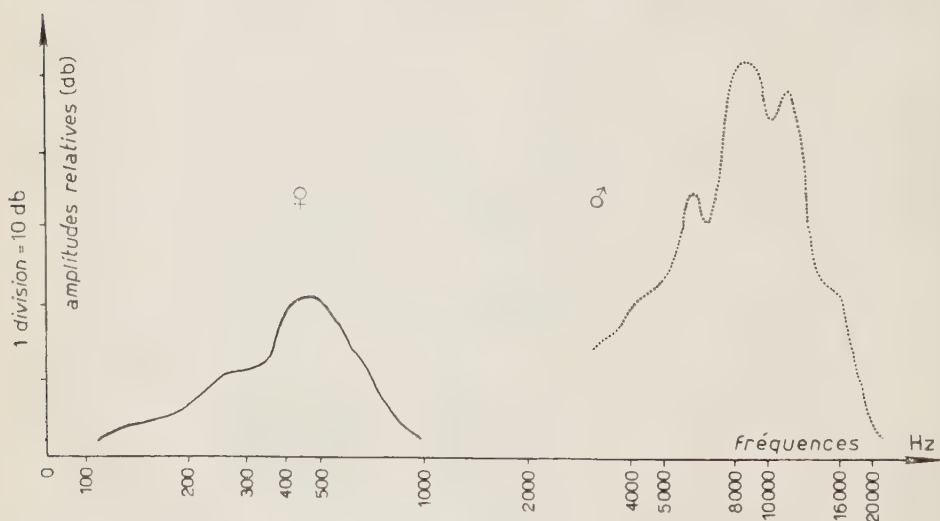


Fig. 13. — Analyse spectrale du chant émis par *Locusta migratoria* ♂ et ♀.

maxima donnant un aspect général de cloche, les spectres de cet Acridien, (comme d'ailleurs des autres espèces de ce groupe que nous avons pu étudier,

et dont l'analyse ne figure pas ici) sont étalés sur une bande large de plusieurs kHz (voir la fig. 13 et le tableau IV).

b) *Dociostaurus maroccanus*. — Le chant d'appel sexuel (courtship) du criquet marocain mâle est formé d'une émission rapide, durant 1 4 à 1/2 se-

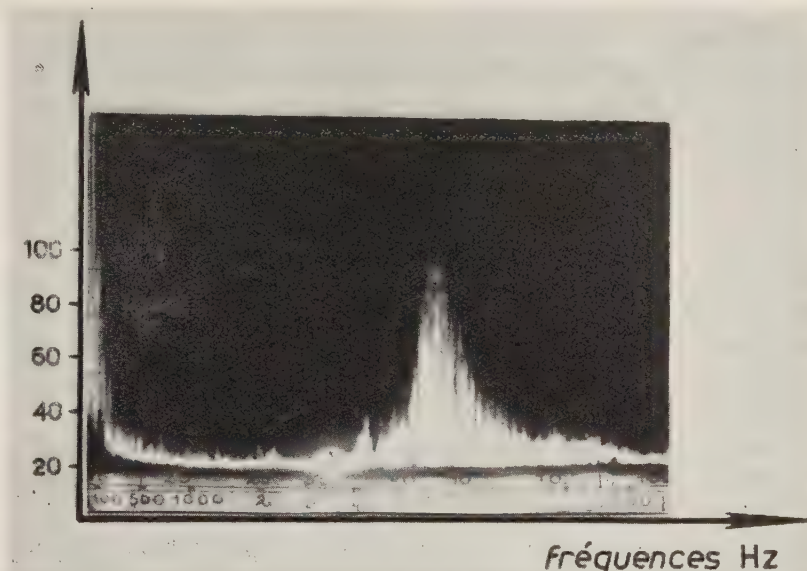


Fig. 14. — *Dociostaurus maroccanus* (mâle). Spectre de 0 à 15 kHz. Chant indifférent.

conde. Leur observation était difficile et le spectre n'a pu être déterminé que sur les enregistrements au magnétophone. Comme dans le Criquet migrateur, on retrouve un spectre étalé, dont les caractères restent cependant dans le domaine des hautes fréquences (voir fig. 14 et tableau V).

TABLEAU N. V.

Espèce: *Dociostaurus maroccanus*, ♂ Chant d'appel sexuel, analyseur C.N.E.T.

Date	Heure	Tempé- rature au sol	Hygro- métrie	Limite inférieure du spectre	Limite supérieure du spectre	Fréquence d'amplitude maxima
15/8	9 h 30	22°	25 %	4000	15 000	7 000
17/8	17 h	26°	30 %	4000	15 000	6 800

## 5. - Conclusions.

Ces études permettent d'intéressantes précisions sur la valeur des spectres des stridulations des Orthoptères.

Elles révèlent que certains groupes émettent des ultra-sons de fréquences très élevées, jusqu'à 100 kHz environ (*Decticus*, *Ephippiger*).

Le chant des *Tettigonidae* en général, est composé d'une bande relativement étroite dans les hautes-fréquences audibles (10 à 15 kHz) et de plusieurs bandes dans les fréquences ultra-sonores (25-40-70 kHz); au contraire les Acridiens émettent sur des bandes plus larges, aux basses fréquences, pour les femelles (200 Hz à 2 kHz) et dans les hautes fréquences (8 à 16 kHz) pour les mâles, atteignant ainsi la limite supérieure de l'audibilité humaine.

Une espèce, *Gryllotalpa gryllotalpa* présente un spectre caractéristique ne comprenant qu'une fréquence pure située entre 3,5 et 4,5 kHz.

Dans toutes les espèces étudiées, on a noté des variations individuelles dans la valeur des fréquences d'émission, pouvant atteindre jusqu'à 3 kHz.

Les variations quotidiennes de température et d'hygrométrie dans les limites précitées ne semblent pas modifier la gamme des fréquences des chants des insectes des espèces étudiées.

Nous adressons nos vifs remerciements à M<sup>lle</sup>. MAIRE-CLAIRE BOAS et à MM. M. DEGROIS, R. DELMAS, R. FROMENTIN, R. LEHMAN, A. RAMBIER, pour toute la part qu'ils ont prise, à titre divers, à l'ensemble de ces travaux.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] L. BAIER: *Zool. Jahrb.*, **47**, 151-248 (1930).
- [2] A. FABER: *Zeits. f. wissenschaft. Zool.*, **1491** (1937).
- [3] H. AUTRUM: *Zeits. f. Vergl. Physiol.*, **28**, 326-52 (1940).
- [4] P. RAU: *Quart. Rev. Biol.*, **15**, 121-157 (1940).
- [5] L. M. ROTH: *Am. Midl. Nat.*, **40**, 65-352 (1948).
- [6] H. VON OFFENHAUSER et M. C. KAHN: *J.A.S.A.*, **21**, 259-63 (1949).
- [7] P. EYRING: *J.A.S.A.*, **18**, 257 (1946).
- [8] W. H. PIELEMEIER: *J.A.S.A.*, **17**, 337 (1946).
- [9] J. S. SABY et H. A. THORPE: *J.A.S.A.*, **18**, 271-73 (1946).
- [10] G. W. PIERCE: *Songs of Insects* (Harvard University Press, 1948).
- [11] L. PIMONOW: *Annales des Télécommunications*, **4**, n. 7 (1949).
- [12] J. J. BOUNHIOL: *Rev. Zool. Agri. et Appl.*, **18**, 26 (1934).

## Action des ultrasons sur les substances de masse moléculaire élevée.

P. GRABAR

*Institut Pasteur - Paris*

Les substances macromoléculaires jouent un rôle primordial dans tous les processus biologiques. Il est donc utile lorsqu'on veut connaître l'action des ultra-sons (U.S.) sur des êtres vivants, de se rendre compte d'abord des effets des U.S. sur les constituants importants de la matière vivante.

Ainsi envisagerons nous dans ce qui suit l'action des U.S. *in vitro* sur des solutions ou suspensions de composés biologiques possédant des grandes masses moléculaires, c'est-à-dire surtout les polyosides et les protéides, en comprenant dans ce dernier groupe les enzymes, les protéohormones et les protéides-ultravirus. Les sons audibles de très grande intensité provoquant des effets analogues, sinon identiques, nous les incluerons donc dans cette revue.

D'une manière générale les U.S. ont des effets destructifs. On constate qu'ils inactivent les substances ayant des activités biologiques particulières, ils dégradent ou clivent les macromolécules, ils dénaturent les protéides, etc.. Ne pouvant pas passer en revue les nombreuses publications sur ces questions, nous nous limiterons à la citation de quelques exemples et nous essayerons ensuite de préciser les mécanismes en cause.

Les *glucides* de masse moléculaire élevée sont dégradés: le glycogène, l'amidon et ses dérivés [38, 54, 64, 65, 69], les gommages végétales, la cellulose et ses dérivés [54, 55], les polyosides bactériens [18], l'acide hyaluronique [26], etc..

L'effet principal est surtout une diminution de la masse moléculaire, une coupure des longues chaînes, phénomène analogue à ce que l'on observe avec des hauts polymères synthétiques dont les chaînes carbonées sont coupées sous l'effet des U.S.. On constate avec ces produits que la dégradation s'arrête pour une certaine longueur de chaîne, une certaine dimension [45, 55]. Certains auteurs ont constaté que même le saccharose peut être hydrolysé par les U.S. [48, 64, 69], mais LLIBOUTRY n'a pas confirmé ces observations [33].

Le cas des *protéides*, dont la structure est plus complexe que celle des glucides, présente aussi plus de variations. On peut naturellement dire que sous



l'action des U.S. les protéides sont dénaturés, mais ce terme manque de précision. Aussi allons-nous passer en revue les modifications plus précises observées par différents auteurs.

Prenons, comme premier exemple, une molécule protéidique globulaire relativement petite, l'ovalbumine. WU et LIU [71] ont constaté qu'elle est coagulée par les U.S.. FLOSDORF et CHAMBERS [11] utilisent des sons à la limite de l'audibilité (15 kHz); ils trouvent que le coagulum formé peut être partiellement redispersé et que l'ovalbumine ainsi traitée est modifiée au point de vue immunologique d'une façon analogue à la dénaturation par la chaleur. Avec des U.S. (960 kHz) et un appareillage SCAM puissant [9] (76 watts acoustiques) nous avons repris cette étude avec M.me KAMINSKI [19]. Des méthodes immunochimiques quantitatives nous ont permis de démontrer que les produits obtenus diffèrent de l'ovalbumine dénaturée par la chaleur, mais qu'une partie de l'ovalbumine, traitée par les U.S., est analogue à l'ovalbumine dénaturée par action de surface. En effet, une partie des anticorps anti-« ovalbumine traitée par les U.S. » réagit avec l'ovalbumine dénaturée par simple agitation. Une autre partie de l'ovalbumine traitée par les U.S. possède des propriétés immunochimiques nouvelles. Elles sont dûes à des modifications chimiques importantes, révélées, au moins en partie, par la disparition de la bande d'absorption caractéristique à 2800 Å. Notons, en passant, que le produit est resté antigénique, ce qui prouve que cette propriété n'est pas nécessairement liée, comme on avait admis jadis, à l'existence de la tyrosine dans la molécule.

Les protéides du sérum sanguin présentent un intérêt particulier et plusieurs travaux récents ont apporté des données importantes sur les modifications qu'ils subissent sous l'effet des U.S.. On savait que, contrairement à l'ovalbumine, les U.S. ne coagulent pas la sérumalbumine [7, 12]. C'est en étudiant, avec PRUDHOMME [43], l'action des U.S. sur le sérum entier et sur ses constituants que nous avons pu constater que des modifications très profondes peuvent avoir lieu, ce qui nous a permis de préciser le mécanisme de l'action chimique des U.S., dont nous parlerons plus bas. Le fait le plus important est, à notre avis, la modifications sous l'effet des U.S. des noyaux aromatiques, ce qui se traduit par la disparition de la bande d'absorption à 2800 Å, caractéristique de la présence d'acides aminés cycliques dans les molécules protéidiques. Cette modification, ainsi que certainement d'autres transformations chimiques, encore non précisées, sont, au moins en partie, la cause des variations que subit la solubilité des protéides du sérum. Nous avons constaté qu'une partie des globulines peuvent devenir insolubles et que l'ensemble est déplacé vers des solubilités moindres (relargage par le  $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ ; précipitation par légère acidification, etc.). L'azote non protéique n'augmente pas, ce qui nous fait penser que des composés de petite dimension ne sont pas arrachés des molécules protéidiques. Ces faits ont été confirmés depuis [25, 61, 63],



mais avec quelques petites différences. Ainsi, STUHLFAUTH [61] trouve à l'aide de l'électrophorèse un accroissement de la teneur en  $\gamma$ -globulines et une diminution des albumines <sup>(1)</sup>, ce qui à notre avis doit être interprété non pas comme une transformation d'un groupe de protéides en un autre, mais comme une diminution, sous l'action des U.S., du nombre de groupements ionisables qui se traduit par une plus faible vitesse de migration dans le champ électrique, et aussi par une diminution de la solubilité. Cependant, d'après STOLZ et SEIDL [63], le relargage par le  $\text{Na}_2\text{SO}_4$  semble indiquer un enrichissement en fractions plus solubles. Un fait intéressant a été signalé par LEPESCHKIN [32]: Si on traite (285 kHz), le sérum à pH = 5,7 il y a diminution des masses moyennes des particules, de même à pH = 7,8 si on prolonge l'action des U.S. (10 minutes), tandis qu'un traitement très court à pH = 7,8 (<1 min) a montré un accroissement de la masse moyenne des particules. Mentionnons enfin que le traitement *in vitro* par les U.S. de sérums de sujets syphilitiques transforme ces sérums en sérologiquement négatifs si les malades ont suivi un traitement, et ne modifie pas leur réaction sérologique, si le malade n'a pas été traité [72], et que les sérums troubles (lipémiques) ou flocculés par des réactions sérologiques subissent un éclaircissement sous l'effet des U.S. [61].

Si on s'adresse à des composés beaucoup plus volumineux, comme l'hémocyanine de *Helix pomatia*, étudiée par BROHULT [4], on constate que cette immense molécule est clivée en des particules dont la masse est égale à la moitié ou au huitième de la masse originale. Des faits analogues ont été observés sur le protéide-virus de la mosaïque du tabac, qui possède une forme très allongée. Les premiers auteurs ont simplement constaté qu'on pouvait inactiver ce virus par les U.S. [62, 66], mais l'étude plus poussée et l'emploi du microscope électronique ont permis de constater que sous l'effet d'U.S. et de sons audibles, les longues particules sont cassées et que les débris ont des dimensions assez régulières. L'étude statistique des dimensions des particules permet de se rendre compte que la particule initiale est cassée d'abord au milieu, et les nouvelles particules obtenues se cassent toujours au milieu [29, 39, 40]. Les petits morceaux peuvent s'accoler de nouveau bout à bout par un traitement thermique, mais ne récupèrent plus leur pouvoir infectant [39]. Un traitement prolongé (2 heures avec 76 watts acoustiques, à 960 kHz) d'une suspension aqueuse de ce virus fait disparaître le spectre d'absorption U.V. caractéristique des nucléoprotéides [44].

Un protéide dégradé, la gélatine, a été assez souvent employé dans des études sur l'action des U.S.. On n'est pas encore très bien fixé sur la structure de ce corps: certains auteurs pensent qu'il s'agit de chaînes peptidiques filiformes plus ou moins repliées, possédant éventuellement des ramifications,

---

(1) Des constatations analogues ont été faites en soumettant aux U.S. le bras d'un sujet avec une stase veineuse et en examinant ensuite le sérum.

d'autres envisagent des mailles tridimensionnelles. Mais c'est la propriété essentielle de la gélatine, sa gélification, qui a été surtout envisagée. SZALAY, FREUNDLICH et ses collaborateurs, puis SATA ont constaté une baisse de la viscosité des solutions de la gélatine, une disparition d'abord reversible, puis irréversible de sa propriété de se transformer en gel [15, 53, 64], et des modifications du même genre de son pouvoir rotatoire [53]. Les connaissances acquises au cours de ces dernières années sur le mécanisme d'action des U.S. nous ont permis d'étudier, avec Mlle MOREL [20], le cas de la gélatine d'une façon plus détaillée. Les résultats obtenus montrent que l'action est complexe et dépend dans une large mesure des conditions dans lesquelles on opère: pH, présence d'air, d'H<sub>2</sub> ou d'éther, etc.. En traitant une solution de gélatine non tamponnée dans l'air (ce qui provoque, comme on le sait, une acidification par suite de la formation d'acides nitreux et nitriques), on observe une perte d'N, une décomposition partielle des groupements guanidiques de l'arginine, une baisse de la teneur de la gélatine en oxyproline et peut-être d'autres modifications, encore non étudiées. En présence d'H<sub>2</sub>, on observe l'apparition passagère d'une biréfringence d'écoulement. Et dans tous les cas, à condition d'avoir une cavitation gazeuse, la viscosité des solutions baisse assez vite pour se stabiliser ensuite à un certain niveau (qui correspondrait *grosso modo* à des molécules de l'ordre de  $M = 20-25\,000$ ), et on aboutit à des produits qui ne forment plus de gels.

Des constatations intéressantes ont été faites sur le comportement des muscles et des fibrilles isolées du muscle sous l'effet des sons et des U.S. [16, 37, 41].

Et pour terminer, nous ne ferons qu'énumérer les composés de nature protéidique ayant des activités particulières dont on a seulement constaté l'inactivation sous l'action des U.S., les exemples précédents montrent, en effet, qu'on doit s'attendre à des modifications de tels composés. Ainsi sont inactivés: l'insuline et ses solutions se colorent en jaune [17, 58, 70]; la gonadotropine chorale humaine [5]; le complément [31, 52]; les toxines bactériennes de nature protéidique: diphtérique [27, 59], tétanique [47]; coquelucheuse [67]; des enzymes: oxydases [8, 24], catalase du sang [60], catalase et autres enzymes du lait [28]; divers enzymes des levures [10]; la diastase [69]; la pepsine [6, 36]; la présure [49]. A quelques exceptions près, ces inactivations ont été observées en opérant en présence d'air. CHAMBERS [6] a pu éviter l'inactivation de la pepsine en opérant en atmosphère d'hydrogène ou d'azote. Nos récentes études sur le mécanisme d'action des U.S. nous ont permis d'envisager des moyens de protection de substances labiles et, en effet, on a pu constater que: la toxine coquelucheuse est protégée par l'H<sub>2</sub> [67]; la toxine tétanique peut être extraite des corps microbiens par les U.S. à condition d'opérer en présence d'éther ou en atmosphère d'H<sub>2</sub> et en présence de catalase [47]; la pepsine est protégée en atmosphère d'H<sub>2</sub> [36], tandis que la polyphénoloxydase du champignon *Agaricus campestris*, très labile, est encore inactivée dans ces conditions, bien

que plus lentement que dans l'air; mais en présence d'éther les U.S. ne l'ont pas inactivée [24].

Cette énumération des principaux faits observés permet de voir que des transformations importantes et variées peuvent être provoquées par les U.S.. Diverses hypothèses ont été envisagées pour expliquer le *mécanisme de ces effets*, en faisant appel à des actions chimiques, mécaniques ou thermiques. Nous allons maintenant essayer de dégager les rôles que l'on peut attribuer à ces trois activités des U.S..

Nous croyons avoir le droit d'exclure l'*effet thermique* simple, c'est-à-dire l'échauffement des solutions traitées par suite de l'absorption des U.S.. En effet, dans les cas qui nous intéressent il s'agit de solutions aqueuses et les U.S. y sont absorbés relativement peu. De ce fait, l'emploi de dispositifs de réfrigération a permis à la grande majorité des auteurs de maintenir la température des solutions traitées au dessous de limites nocives. La situation n'est pas la même lorsqu'on traite des solutions non aqueuses fortement absorbantes et surtout des suspensions assez denses, car aux interfaces liquides/particule il y a dégagement de chaleur. Cependant, même dans les solutions aqueuses, on peut admettre l'existence d'effets thermiques importants, mais très courts (fonction des fréquences utilisées) et restreints à l'interface eau/bulles de cavitation. D'après BERGMANN [1, page 645] on peut envisager des températures de l'ordre de 230 °C durant une demi-période. Mais, à cause du mouvement du liquide provoqué par la pression de radiation des U.S., la température doit s'égaliser instantanément. A notre connaissance les effets d'élévation de température très localisés et durant des temps extrêmement courts n'ont pas été étudiés. Et dans les cas qui nous intéressent, il semble bien qu'ils n'interviennent pas. En effet, déjà CHAMBERS et FLOSDORF [7] ont souligné que la sérumalbumine n'est pas coagulée par les U.S., comme l'est l'ovalbumine, or les deux sont également coagulés par la chaleur. De plus, l'ovalbumine dénaturée par les U.S. ne réagit pas avec les anticorps comme l'ovalbumine dénaturée par la chaleur, ce qui prouve que les deux actions ne sont pas identiques [19] et, enfin, on arrive à extraire d'une suspension microbienne des constituants thermolabiles à la seule condition de les protéger contre l'action chimique des U.S. [47, 67].

Il faut distinguer plusieurs causes possibles d'une *action mécanique* des U.S.. La pression de radiation provoque une agitation du liquide, accompagnée d'un moussage. Il peut en résulter une dénaturation par des effets de surface [71]. C'est le cas, par exemple, de l'ovalbumine qui est rendue insoluble par simple agitation ou un moussage. Nous avons pu constater, par voie immunochimique, qu'une partie de l'ovalbumine traitée par les U.S. réagit de la même manière que l'ovalbumine dénaturée par agitation simple [19].

Une autre cause, la plus importante, pouvant engendrer des actions mécaniques, est la cavitation gazeuse provoquée par le passage des U.S. dans un



liquide. Depuis longtemps on a observé qu'en supprimant cette cavitation (en utilisant des surpressions ou en travaillant en milieu soigneusement dégazé) on supprime l'effet produit par les U.S..

Cependant, en étudiant la dégradation des hautes polymères synthétiques par les U.S., SCHMID et ROMMEL [54, 55] ont trouvé qu'une surpression de 15 atmosphères, théoriquement suffisante pour inhiber la cavitation gazeuse, n'a pas supprimé l'effet dépolymérisant des U.S.. Ils en ont déduit que cet effet n'est pas dû à la cavitation, mais au frottement entre le solvant et les longues molécules en chaîne du polymère, frottement provoqué par la pression de radiation. En calculant les quantités d'énergie en cause ils ont trouvé qu'elles sont supérieures à celles nécessaires pour rompre une liaison entre deux atomes de carbone. Le raisonnement de SCHMID a été admis par plusieurs auteurs [35, 41]. Nous croyons cependant que nos expériences avec PRUDHOMME [45] montrent que la dégradation des hauts polymères, comme tous les autres effets des U.S., ne peut avoir lieu que sous l'action de la cavitation. En effet, lorsque le faisceau ultrasonore traverse le liquide sans phase gazeuse (lorsqu'il est, par exemple, inclus entre deux membranes perméables aux U.S.) il n'y a pas de dépolymérisation, comme il n'y a pas d'hémolyse, ni d'effets chimiques. Et cependant, le passage des U.S. doit être, dans ce cas aussi, accompagné de frottements comme dans les expériences de SCHMID et ROMMEL, citées ci-dessus. Nous avons été ainsi amenés à conclure que la cavitation est la cause initiale des effets mécaniques des U.S..

La cavitation dépend de la fréquence; plus la fréquence est élevée, plus est grande l'intensité nécessaire pour provoquer la cavitation. KELLER [30] a calculé les intensités limites pour obtenir la cavitation avec diverses fréquences. L'effet mécanique des U.S. dépend donc, dans une certaine mesure, à intensité égale, de la fréquence utilisée; on devrait s'en rendre compte en utilisant des intensités voisines des limites nécessaires pour la cavitation. Mais il ne faut pas oublier que la cadence de la cavitation est naturellement fonction de la fréquence et que, par conséquent, à une fréquence élevée, bien que la cavitation soit moins forte, elle peut avoir le même effet qu'à une fréquence inférieure puisqu'elle se répète plus souvent [68, page 81].

En ce qui concerne le mécanisme de l'action mécanique de la cavitation sur les substances macromoléculaires en solution, nous pensons qu'il est analogue à celui que nous avons envisagé, avec ROUYER, pour l'effet de la cavitation sur des suspensions bactériennes. C'est l'onde de choc à front très raide de pression, ou plutôt de dépression, engendrée lors de l'affaissement des bulles de cavitation qui peut provoquer des effets considérables, car les variations de pression seraient de l'ordre de plusieurs centaines d'atmosphères [23, 50]. Ce seraient les bulles de cavitation, produites lorsqu'on a un excès d'intensité et contenant très peu de gaz, qui pourraient avoir le plus grand effet mécanique, car lors de leur formation le vide y est assez poussé et au moment de

leur affaissement le phénomène est plus brusque et peut provoquer une onde de choc plus active [30].

Tous les auteurs semblent maintenant d'accord pour admettre que *les effets chimiques* des U.S. ne se manifestent pas en absence de cavitation [57]; elle est donc la cause primaire de ces effets. Nous ne nous attarderons pas à l'énumération des diverses réactions observées avec des corps simples. Disons seulement, qu'à notre connaissance, toutes les actions chimiques des U.S. se traduisent par des oxydations, à l'exception de deux cas surs de réduction (formation d'ammoniac dans l'eau à partir de l'N de l'air [2] et formation de  $H_2S$  à partir du  $S_2C'$  dans l'eau [44]). Parmi ces oxydations, la formation de l'eau oxygénée a été considérée par beaucoup d'auteurs comme étant à l'origine des autres réactions observées. Cependant, la formation de l'eau oxygénée elle-même, ainsi que certaines réactions qui ne peuvent pas se produire sous l'action de ce corps, n'avaient pas trouvé d'explication satisfaisante. Divers auteurs ont parlé d'une activation de l'oxygène [13, 34, 56, 71] ou de l'ionisation de l'oxygène à l'interface gaz-eau [2]. Les recherches, que nous avons poursuivies avec PRUDHOMME [21, 22, 43, 44], ont montré que: *a)* les oxydations par les U.S. se font tout aussi bien, sinon mieux, en présence d'un gaz inerte, l'Argon, qu'en présence d'air ou d'Oxygène; *b)* la plupart des oxydations peut être inhibée par l'Hydrogène; *c)* l'eau est nécessaire. De plus, PRUDHOMME [42] a constaté qu'il y a parallélisme entre l'apparition de luminescence et l'effet oxydant et que les teintes de luminescence diffèrent suivant les gaz employés. Ces faits, ainsi que de nombreuses expériences de contrôle, nous ont amené à proposer, pour expliquer les effets oxydants des U.S., le mécanisme suivant.

Le déchirement du liquide sous l'effet de la cavitation fait apparaître des charges sur les parois des bulles de cavitation [3, 14]. Les décharges qui s'ensuivent provoquent la luminescence et, soit directement, soit par des effets photochimiques, l'eau s'ionise. Par analogie avec le mécanisme admis de l'effet des radiations ionisantes, nous pensons qu'il y a formation de radicaux libres (OH) et d' $H_2$ . Dans l'eau pure il se forme de l'eau oxygénée et de l' $H_2$  moléculaire, que nous avons mis en évidence dans la phase gazeuse; mais en présence de substances pouvant servir d'accepteurs pour les (OH), on observera des oxydations, même de corps qui ne s'oxydent pas facilement, puisque les radicaux libres sont très réactifs.

Nous avons pu montrer ensuite [46] qu'en supprimant les décharges par l'addition au liquide traité de petites quantités d'une substance volatile, on supprime l'effet oxydant. Ainsi, par exemple, en ajoutant une goutte d'éther à 50 cm<sup>3</sup> de solution de polyphénoloxydase, qui ne résiste pas à l'action des U.S. même en présence d' $H_2$ , on a pu conserver son activité. L'addition de ces composés volatiles ne supprime pas la cavitation et les effets mécaniques qui en résultent. De ce fait on peut distinguer une action chimique des U.S.



d'un effet mécanique et, éventuellement, extraire à l'aide des U.S. des composés cellulaires facilement oxydables.

A la lumière de ce qui vient d'être dit, on peut tenter d'expliquer les différentes observations qui ont été faites sur l'action des U.S. sur des substances macromoléculaires. En absence complète de cavitation gazeuse (par exemple, dans le vide), les seuls effets pourraient être dûs à des actions de surface par suite de l'agitation provoquée par la pression de radiation (geyser). Lorsqu'il y a cavitation gazeuse, on observera des effets mécaniques et des effets chimiques qu'on peut distinguer, comme il vient d'être dit. Les effets mécaniques sont généralement plus rapides et souvent plus faciles à constater que les effets chimiques.

Lorsque la substance traitée possède une longue molécule en chaîne ou fortement dissymétrique (hauts polymères synthétiques, protéide-virus de la mosaïque du tabac, hémocyanine de *Hélix* et, probablement, gélatine) on observe des dégradations par effet mécanique de la cavitation. Ces dégradations s'arrêtent pour une certaine dimension. Ainsi, des polymères synthétiques ont été dépolymérisés jusqu'à des  $M$  de l'ordre de 30 000 dans les expériences de SCHMID [55] et jusqu'à environ 70 000 avec notre appareillage [45], tandis que la gélatine est dégradée jusqu'à des  $M$  de l'ordre de 25 000 [20]. L'hémocyanine, d'après BROHULT [4] a été clivée en demis, puis en huitièmes de la molécule initiale, ces dernières ayant une longueur de 89  $m\mu$  et une largeur de 5,2  $m\mu$ . Le virus de la mosaïque du tabac donnerait des particules de 40  $m\mu$  sous l'effet des U.S. [29]. Enfin, signalons à titre de comparaison, que l'inactivation de bactériophages de diverses dimensions par effet mécanique des U.S. s'arrête lorsque ces dimensions sont inférieures à environ 15  $m\mu$  [51]. Il est, évidemment, difficile de comparer des résultats obtenus avec des fréquences et des intensités différentes, d'autant plus que certaines expériences n'ont peut-être pas été prolongées jusqu'à l'obtention de dimensions limites. Or, il serait intéressant de savoir si ces limites sont fonction des caractéristiques des U.S. utilisés, de la nature ou de la forme des molécules traitées.

Comme nous l'avons déjà dit, nous croyons pouvoir admettre que c'est l'onde de choc due à l'affaissement des bulles de cavitation qui est la cause de la rupture des molécules. Quant au mécanisme intime de cette rupture et des quantités d'énergie en cause, diverses hypothèses peuvent être envisagées (torsions, frottement, étirements, stabilités inégales de différentes liaisons, etc.) et des expériences supplémentaires semblent nécessaires.

La plupart des inactivations de substances ayant une activité spéciale sont certainement dues à des actions chimiques des U.S., les quelques cas déjà mentionnés (pepsine, polyphénoloxydase, toxines, etc.), où on a essayé et réussi à protéger des substances contre l'action chimique, le prouvent.

Parmi les actions chimiques observées, on peut distinguer: a) l'action hydro-

lysante due à l'acidification des solutions par les acides nitreux et nitriques formés sous l'action des U.S., lorsqu'on travaille en présence d'air et qu'on ne prend pas de précautions spéciales pour maintenir un pH neutre. Cette acidification peut expliquer la dégradation de certains corps facilement hydrolysables en milieu acide: liaisons peptidiques ou salines, sucres, etc.; b) l'action de l'acide nitreux sur des groupements aminés, lorsqu'on travaille dans les mêmes conditions que ci-dessus, comme c'est le cas dans certains de nos essais déjà mentionnés sur la gélatine; c) diverses oxydations dues surtout aux radicaux (OH) libres. On peut ainsi expliquer la disparition des bandes d'absorption caractéristiques dans l'U.V. des dérivés aromatiques, des acides nucléiques, des protéides, etc., ainsi que la saturation des composés non saturés aliphatiques. Il est évident que des recherches supplémentaires sont nécessaires pour préciser dans chaque cas particulier les transformations subies par le produit étudié. De plus, il ne faut pas perdre de vue que certaines substances peuvent subir simultanément des actions mécaniques et chimiques. Nous pouvons actuellement obtenir séparément les premières, mais pas uniquement des actions chimiques, en supprimant les effets mécaniques.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] L. BERGMANN: *Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik*, 5ème édition, 748 p., chez S. Hirzel (Stuttgart, 1949).
- [2] H. BEUTHE: *Zeits. Phys. Chem. Abt. A.*, **163**, 161 (1933).
- [3] S. BRESLER: *Acta Physicochim. U.R.S.S.*, **12**, 323 (1940).
- [4] S. BROHULT: *Nature*, **140**, 85 (1937); *Nova Acta Reg. Soc. Sci. Upsaliensis*, **12**, 6-69 (1940).
- [5] A. BUSSARD: *Thèse Doct. Sciences*, Paris 1950.
- [6] L. A. CHAMBERS: *Journ. Biol. Chem.*, **117**, 639-649 (1937).
- [7] L. A. CHAMBERS et E. W. FLOSDORF: *Journ. Biol. Chem.*, **114**, 75-83 (1936).
- [8] R. J. CHRISTENSEN et R. SAMISCH: *Plant Physiol.*, **9**, 385 (1934), cité par BERGMANN [1].
- [9] A. DOGNON et C. FLORISSON: *Bull. Soc. Chim. biol. Paris*, **27**, 97-101 (1945).
- [10] H. von EULER et B. SKARZYNSKI: *Naturwissenschaft.*, **31**, 389 (1943).
- [11] E. W. FLOSDORF et L. A. CHAMBERS: *Journ. Immunol.*, **28**, 297-310 (1935).
- [12] E. W. FLOSDORF et L. A. CHAMBERS: *Journ. Bact.*, **31**, 570 (1936).
- [13] E. W. FLOSDORF, L. A. CHAMBERS et W. M. MALISOFF: *Journ. Amer. Chem. Soc.*, **58**, 1069-76 (1936).
- [14] J. FRANKEL: *Acta Physicochim. U.R.S.S.*, **12**, 317 (1940).
- [15] H. FREUNDLICH et D. W. GILLINGS: *Trans. Faraday Soc.*, **34**, 649 (1938); H. FREUNDLICH et K. SOLLNER: *Trans. Faraday Soc.*, **32**, 966 (1936).
- [16] K. GARAY et M. GERENDAS: *Experientia*, **5**, 410-11 (1949).
- [17] H. GOHR et TH. WEDEKIND: *Klin. Wschr.*, **3**, 25 (1940).
- [17] P. GRABAR et P. CORVAZIER: *Ann. Inst. Pasteur* (à paraître).
- [19] P. GRABAR et M. KAMINSKI: *Bull. Soc. Chim. biol.* (en impression).

- [20] P. GRABAR et J. MOREL: *Bull. Soc. Chim. biol.* (en impression).
- [21] P. GRABAR et R. O. PRUDHOMME: *Journ. Chim.-Phys.*, **44**, 145-153 (1947).
- [22] P. GRABAR et R. O. PRUDHOMME: *Compt. Rend. Acad. Sci.*, **226**, 1821-1823 (1948).
- [23] P. GRABAR et M. ROUYER: *Ann. Inst. Pasteur*, **71**, 154-157 (1945).
- [24] P. GRABAR, I. VOINOVITCH et R. O. PRUDHOMME: *Biochimica et Biophysica Acta*, **3**, 412-416 (1949).
- [25] F. HARTMANN et H. THEISMANN: *Naturwiss.*, **35**, 346 (1948).
- [26] W. HUNZINGER, H. SULLMANN et G. VIOLLIER: *Experientia*, **5**, 479-480 (1949).
- [27] M. KASAHARA et T. TAGAKI: *Mtschr. Kinderheilkunde*, **72**, 8 (1938).
- [28] M. KASAHARA et T. YOSHINARE: *Zeits. Kinderheilkunde*, **59**, 462 (1938).
- [29] G. A. KAUSCHE, E. PFANKUCH et H. RUSKA: *Naturwiss.*, **29**, 573 (1941).
- [30] H. KELLER: in [68], p. 75-80.
- [31] J. LEHMANN et G. FINSTERWALDER: *Arch. f. exper. Pathol. u. Pharmacol.*, **206**, 314-327 (1949).
- [32] W. W. LEPESCHKIN: *Journ. Phys. Coll. Chem.*, **53**, 335-343 (1949).
- [33] L. LLIBOUTRY: *Journ. Chimie-Phys.*, **41**, 173-186 (1944).
- [34] J. LOISELEUR: *Ann. Inst. Pasteur*, **71**, 378-380 (1945).
- [35] H. MARK: *Journ. Acoust. Soc. Amer.*, **16**, 183 (1945).
- [36] G. MILHAUD et R. O. PRUDHOMME: *Ann. Inst. Pasteur*, **76**, 333 (1949).
- [37] D. H. NASSONOFF et K. C. RADOVNIK: *Physiol. Journ. U.R.S.S.*, **5**, 569 (1949).
- [38] ONO, SOZABURO: *Rev. Phys. Chem. Japan*, **14**, 25 (1940).
- [39] G. OSTER: *Journ. Gen. Physiol.*, **31**, 89-102 (1947).
- [40] E. PFANKUCH et H. RUSKA: *Zeits. Nat.-Forsch., B.*, **2**, 358-60 (1947).
- [41] R. POHLMAN: in [68], p. 131-35.
- [42] R. O. PRUDHOMME: *Journ. Chimie-Phys.*, **46**, 318-322 (1949).
- [43] R. O. PRUDHOMME et P. GRABAR: *Bull. Soc. Chim. Biol.*, **29**, 122-130 (1947).
- [44] R. O. PRUDHOMME et P. GRABAR: *Journ. Chimie-Phys.*, **46**, 323-331 (1949).
- [45] R. O. PRUDHOMME et P. GRABAR: *Journ. Chimie-Phys.*, **46**, 667-670 (1949).
- [46] R. O. PRUDHOMME et P. GRABAR: *Ann. Inst. Pasteur*, **76**, 460 (1949).
- [47] M. RAYNAUD, B. NISMAN et R. O. PRUDHOMME: *Compt. Rend. Ac. Sc.*, **230**, 1370-72 (1950).
- [48] I. L. ROIKH et A. S. STAUKERMANN: *Compt. Rend. Acad. Sci. U.R.S.S.*, **39**, 10-12 (1943).
- [49] M. ROUYER et J. BECK: *Bull. Soc. Chim. biol.* (en impression).
- [50] M. ROUYER et P. GRABAR: *Ann. Inst. Pasteur*, **73**, 215 (1947).
- [51] M. ROUYER, R. O. PRUDHOMME et P. GRABAR: *4th Intern. Congr. Microbiol.*, København, 1947, p. 330.
- [52] I. SAITO: *Japanese Journ. Med. Sci.*, **11**, 31 (1942).
- [53] N. SATA: *Kolloid. Zeits.*, **87**, 186-190 (1939).
- [54] G. SCHMID: *Zeits. Phys. Chem. A.*, **186**, 113-28 (1940); *Chemie*, **56**, 67-71 (1943); in [68], p. 55-61.
- [55] G. SCHMID et O. ROMMEL: *Zeits. Phys. Chem.*, **185**, 97-139 (1939); *Zeits. Elektrochem.*, **45**, 659-661 (1939); *Forsch. u. Fortschr.*, **15**, 430 (1939).
- [56] F. O. SCHMITT, C. H. JOHNSON et A. R. OLSON: *Journ. Amer. Chem. Soc.*, **51**, 370 (1929).
- [57] F. O. SCHMITT et B. UHLEMAYER: *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, **27**, 626-28 (1930).
- [58] A. SCHWEERS: *Klin. Wochenschr.*, **26**, 734 (1948).
- [59] H. SHIMURA: *Japanese Journ. Med. Sci.*, **11**, 32 (1942).
- [60] H. SIBUYA: *Tohoku Journ. Exp. Med.*, **30**, 181 (1936).
- [61] K. STUHLFAUTH: in [68], p. 189-197.

- [62] W. M. STANLEY: *Science N. Y.*, **80**, 339 (1934).
- [63] A. STOLZ et G. SEYDL: in [68], p. 186-188.
- [64] A. SZALAY: *Zeits. Phys. Chem. A*, **164**, 234-240 (1933).
- [65] A. SZENT-GYÖRGYI: *Nature*, **131**, 278 (1933).
- [66] W. N. TAKAHASHI et J. R. CHRISTENSEN: *Science, N. Y.*, **79**, 415 (1934).
- [67] P. TOURNIER: *Thèse Doct. Méd. Paris*, (1948), in-4°, 97 p. dactyl.
- [68] *Ultraschall in der Medizin* (Congrès des Ultrasons à Erlangen en 1949), 400 p., (chez Hirzel, Stuttgart, 1949).
- [69] K. WESEMEIER: *Diss. Univ. Köln*. (1938), cité par BERGMANN [1].
- [70] H. WOLF: *Diss. Univ. Köln*, (1938), cité par BERGMANN [1].
- [71] H. WU et S. LIU: *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, **28**, 782 (1931).
- [72] J. ZINZIUS et K. H. WOEBER: in [68], p. 211-17.



## Untersuchungen zum Mechanismus der bakteriziden Wirkung des Ultraschalls.

H. HOMPESCH

*Hygienisches Institut der Stadt Dortmund*

Durch Ultraschallwellen gelingt es, Bakterien unter geeigneten Versuchsbedingungen abzutöten. Die Anschauungen über den Mechanismus dieser bakteriziden Wirkung der Ultraschallwellen sind nicht einheitlich. Neben rein physikalischer Wirkung, die einerseits durch Zerreißen der Zellmembran zur Zerstörung der Bakterienzelle führen soll, andererseits auch als Wärmewirkung gedeutet wird, wird auch eine indirekte Wirkung der Ultraschallwellen angenommen durch Bildung wirksamer chemischer Körper, z.B. Wasserstoffsuperoxyd, Nitrite usw.

Zur Klärung des Mechanismus einer physikalischen oder chemischen Einwirkung auf das System des lebenden Organismus muß zunächst festgestellt werden, welche Momente an dem einwirkenden Agens für den Eintritt bzw. Ausfall der Reaktion maßgebend sind. Beim Studium der bakteriziden Wirkung der Ultraschallwellen muß demnach zunächst untersucht werden, welche Bedeutung die Schwingungszahl und die Intensität — die beiden Momente, durch die Schallenergie eindeutig definiert werden kann — für die Abtötung von Bakterien besitzen. Es ist ja von vorneherein nicht abzusehen, ob die Frequenz nicht von wesentlicher Bedeutung für den Eintritt der bakteriziden Wirkung ist. Wir wissen ja auch z.B. von der bakteriziden Wirkung ultravioletter Strahlen, daß sie an einen ganz bestimmten Wellenbereich gebunden ist. Untersuchungen, die den Einfluß der Frequenz auf die bakterizide Wirkung der Ultraschallwellen klären sollen, werden z.Zt. von uns durchgeführt.

Aus Versuchen, die wir früher durchgeführt haben, ergab sich, daß durch Ultraschallwellen mit einer Schwingungszahl von 1000 kHz zahlreiche Bakterienarten in ihrer Wachstumsfähigkeit gehemmt bzw. abgetötet werden können. Bei Versuchen, die wir mit dichten Bakteriensuspensionen anstellten, zeigte sich, daß sich die Bakterienaufschwemmungen unter der Ultraschalleinwirkung aufhellten und eine vermehrte Lichtdurchlässigkeit nach der Beschallung zeigten, eine Beobachtung, die auch schon früher von anderen Autoren bei anderen Frequenzen gemacht werden konnte.

Die Zunahme der Lichtdurchlässigkeit der Bakterienaufschwemmungen kann nun bedingt sein durch eine Aufhellung der einzelnen Zelle infolge Dispersitätsänderung (Wasseraufnahme) der sie zusammensetzenden Kolloide und dadurch verändertem optischen Verhalten, oder aber durch eine Auflösung des Verbandes der Zelle. Durch direkte Bakterienzählungen ließ sich bei unseren Versuchen nach der Einwirkung der Ultraschallwellen eine erhebliche Verminderung der unter dem Mikroskop feststellbaren Keime nachweisen, was für die zweite Möglichkeit sprach. Es mußte demnach mit einem Inlösengehen von Zellbestandteilen gerechnet werden.

In der Tat konnte durch Untersuchungen, über die früher berichtet wurde, das vermehrte Auftreten stickstoffhaltiger Substanzen in der die Bakterien umgebenden Lösung und die Abnahme des Bakterienstickstoffes selbst nachgewiesen werden. Bei diesen Untersuchungen zeigte sich, daß die Zunahme des gelösten Stickstoffes unter Ultraschalleinwirkung gehemmt bzw. unterdrückt werden konnte, wenn die Versuche unter veränderten physikalisch-chemischen Bedingungen, wie sie kolloidchemische Vorgänge beeinflussen, durchgeführt wurden. Diese Versuche waren an Colibakterien bei einer Schwingungszahl von 1000 kHz ausgeführt worden. Die Ergebnisse dieser Versuche zeigten, daß wir in der Trübungsmessung ein quantitativ auswertbares Mittel an der Hand haben, um die physikalisch-chemischen Bedingungen (wie Temperatur, pH, Einfluß des Elektrolytgehaltes des Mediums u.a.) für den Eintritt der Reaktion genauer zu studieren. Um die Verhältnisse genauer zu klären, wurden weitere Untersuchungen mit anderen Bakterienarten durchgeführt, über die im folgenden berichtet werden soll.

Die Untersuchungen wurden durchgeführt mit *Bacterium coli*, *Bacterium pneumoniae*, *Pseudomonas pyocyanea* und *Bacillus mesentericus*. Für die Untersuchungen wurde das Gerät der Siemens-Reiniger-Werke <sup>(1)</sup> das Schallwellen mit einer Schwingungszahl von 800 kHz und einer Intensität von 3.5 W/cm<sup>2</sup> abstrahlt, benutzt. Die Versuche wurden im Nahfeld mittels des in der Abb. 1 dargestellten Glasaufsatzes durchgeführt, der eine Übertragung der Ultraschallwellen auf die Bakterienaufschwemmungen ohne Energieverlust und eine ausreichende Kühlung gestattet. Die Abdichtung gegen den Beschallungskopf des Gerätes erfolgte mit weißer Vaseline. Für die Versuche wurden dichte Aufschwemmungen von 18-stündigen Bakterienkulturen, die von Schrägagar mit physiologischer Kochsalz-Lösung abgeschwemmt waren, benutzt. Die

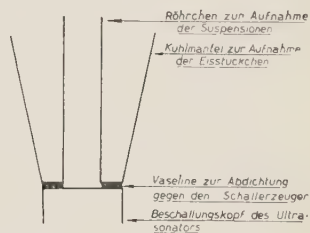


Bild 1. — Apparatur zur Beschallung von Bakterienkulturen.

<sup>(1)</sup> Das Gerät wurde lebenswürdiger Weise von Herrn Dr. ALTENBURGER (Siemens-Reiniger-Werke, Dortmund) zur Verfügung gestellt.

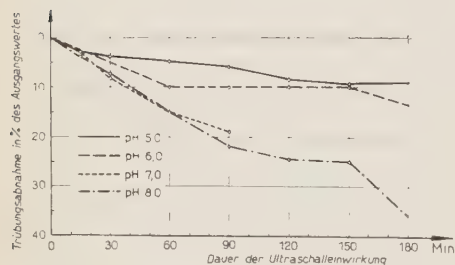
Versuche wurden so durchgeführt, daß die Trübungsstärke der Bakterienaufschwemmungen mittels des Pulfrich-Photometers vor, während und zu Ende des Versuches bestimmt wurde. Die Beschallungszeiten waren je nach den benutzten Bakterienarten 2 bis 3 Stunden. Die Keimzahlen der benutzten Bakterienaufschwemmungen betrugen für *Pseudomonas pyocyanea* und *Bacterium coli* rund 40 Milliarden Keime

je  $\text{cm}^3$ , für *Bacterium pneumoniae* rund 10 Milliarden Keime je  $\text{cm}^3$  und für *Bacillus mesentericus* rund 1 Milliarde Keime je  $\text{cm}^3$ . Vorversuche zeigten, daß die durch die Ultraschalleinwirkung bewirkte Aufhellung der Suspensionen bei diesen dichten Aufschwemmungen von der Keimzahl weitgehend unabhängig war.

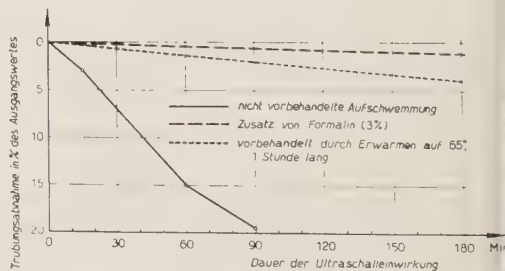
Die bei der Beschallung dieser dichten Aufschwemmungen der aufgeführten Bakterienarten erhaltenen Ergebnisse sind in der Kurve 1 dargestellt.

Kurve 1. — Abnahme des Trübungsgrades von Bakterienaufschwemmungen in physiologischer NaCl-Lösung durch Ultraschalleinwirkung.

Es zeigt sich, daß bei allen untersuchten Bakterienarten durch die Einwirkung der Ultraschallwellen eine Abnahme des Trübungsgrades der Bakterien-



Kurve 2. — Abnahme des Trübungsgrades einer Aufschwemmung von *Bacillus mesentericus* in physiologischer NaCl-Lösung durch Ultraschallbehandlung bei verschiedenem pH der NaCl-Lösung (pH der Kochsalzlösung eingestellt mit Phosphatpuffern nach Sørensen).

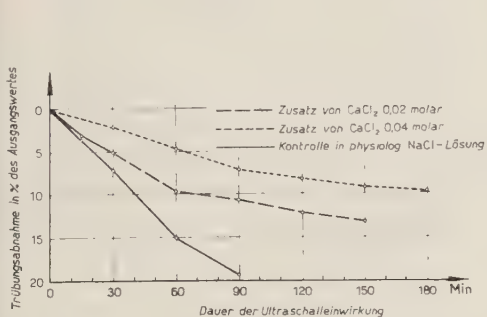


Kurve 3. — Abnahme des Trübungsgrades einer Aufschwemmung von *Bacillus mesentericus* in physiologischer NaCl-Lösung durch Ultraschallbehandlung. Einfluß von Erwärmen auf 65° (1 Stunde) sowie von Formalinzusatz.

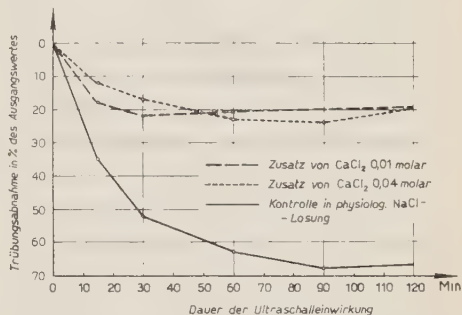
suspensionen eintritt. Die Kurve 1 zeigt die Abhängigkeit des Effektes von der Dauer der Beschallung. Wir sehen, daß der Abfall des Trübungsgrades zuerst rascher verläuft, während er sich alsdann einem für die verschiedenen Arten

charakteristischen Grenzwert nähert, der sich späterhin auch bei längerer Beschallung nicht wesentlich mehr ändert.

Vergleichen wir die verschiedenen Bakterienarten miteinander, so zeigt sich, daß die Aufhellung der Suspensionen je nach der Bakterienart verschieden rasch und stark erfolgt. Am frühesten hellten sich die Aufschwemmungen von *Pseudomonas pyocyanea* und *Bacterium pneumoniae* auf. Die Abnahme des Trübungsgrades ist bei *Pseudomonas pyocyanea*, *Bacterium pneumoniae* und *Bacterium coli* nur wenig unterschiedlich, während die Aufhellung bei *Bacillus mesentericus* wesentlich später beginnt und bedeutend geringer bleibt.



Kurve 4. — Abnahme des Trübungsgrades einer Aufschwemmung von *Bacillus mesentericus* in physiologischer NaCl-Lösung durch Ultraschallbehandlung bei Calcium-Zusatz.



Kurve 5. — Abnahme des Trübungsgrades einer Aufschwemmung von *Bacterium coli* in physiologischer NaCl-Lösung durch Ultraschallbehandlung bei Calcium-Zusatz.

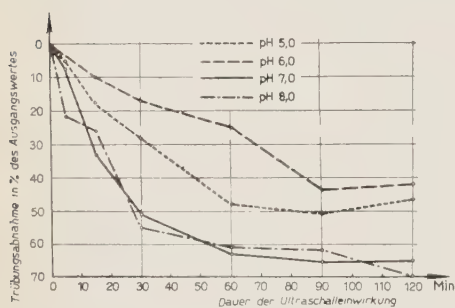
Von den beschallten Bakterienaufschwemmungen wurde am Ende der Versuchsreihen auf Blutplatten abgeimpft. Dabei zeigte sich, daß die Zahl der lebensfähigen Keime nach der Beschallung in jedem Falle beträchtlich vermindert war. Bei *Pseudomonas pyocyanea* und *Bacterium pneumoniae* war in einzelnen Versuchen die Aufschwemmung nach zweistündiger Beschallung steril, stets waren jedoch nur noch vereinzelte vermehrungsfähige Keime bei diesen beiden Bakterienarten vorhanden. Auch bei *Bacterium coli* ergab sich eine ganz erhebliche Herabsetzung der Zahl der vermehrungsfähigen Bakterien. Bei *Bacillus mesentericus* war die Abnahme der lebensfähigen Keime nach zweistündiger Beschallung nicht so stark. Immerhin waren auch hier nur noch rund 50 % der ursprünglichen Keime vermehrungsfähig.

Die folgenden Versuche wurden angestellt, um die Bedingungen, unter denen die Aufhellung der Bakterienaufschwemmungen unter der Ultraschalleinwirkung verläuft, genauer kennen zu lernen. Da es sich hierbei um kolloid-chemische Vorgänge handelt, war zunächst die Bedeutung der Temperatur, der Wasserstoffionenkonzentration sowie des Elektrolytgehaltes des Mediums zu untersuchen.

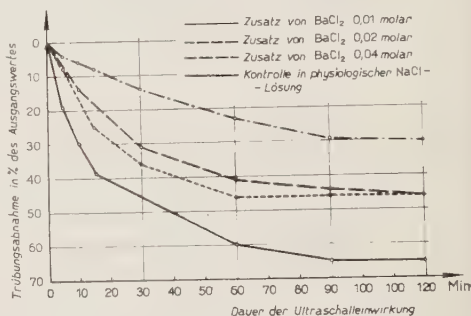
Beschallt man ohne Kühlung, wobei sich die Temperatur des Mediums, in



dem die Beschallung vorgenommen wird, bis auf Körpertemperatur erhöht, so hat diese Veränderung keinen merklichen Einfluß auf die Quantität der Trübungsabnahme. Höhere Temperaturen dagegen verhindern die Aufhellung, insbesondere wenn man die Bakterienaufschwemmungen vor der Beschallung längere Zeit denselben aussetzt. Erhitzt man zum Beispiel die Bakterienaufschwemmungen vor der Beschallung eine Stunde lang auf 65°, so bleibt die Trübungsabnahme fast ganz aus, wie die Kurven 3 und 9 zeigen.



Kurve 6. – Abnahme des Trübungsgrades einer Aufschwemmung von *Bacterium coli* in physiologischer NaCl-Lösung bei verschiedenem pH der NaCl-Lösung (pH der Kochsalzlösung eingestellt mit Phosphatpuffern nach Sørensen).



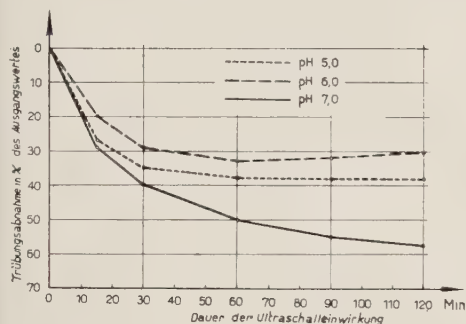
Kurve 7. – Abnahme des Trübungsgrades einer Aufschwemmung von *Pseudomonas pyocyanea* in physiologischer NaCl-Lösung durch Ultraschalleinwirkung bei Barium-Zusatz.

Verändert man den pH-Wert der Kochsalzlösung, in der die Bakterien aufgeschwemmt sind, so ergibt sich, daß in saurem Milieu die Abnahme des Trübungsgrades je nach der Stärke der sauren Reaktion und der Bakterienart mehr oder weniger gehemmt wird. Bei *Bacterium pneumoniae* waren die Unterschiede in der Aufhellung der Aufschwemmungen bei verschiedenen pH-Werten zwischen pH 5,0 und pH 8,0 nur gering. Bei den übrigen Bakterienarten waren sie dagegen deutlicher (siehe Kurven 2, 6 und 8).

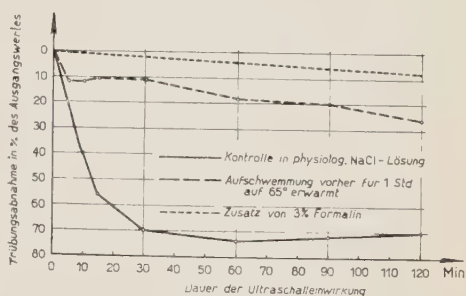
Eine Begünstigung der Aufhellung unter Ultraschalleinwirkung bei Verschiebung des pH-Wertes nach der alkalischen Seite war bei pH 8,0 für die untersuchten Bakterienarten nicht sicher zu konstatieren. Versuche bei stärker alkalischer Reaktion wurden nicht ausgeführt, da es dabei schon ohne Beschallung nach kürzerer oder längerer Zeit zu einer Abnahme des Trübungsgrades der Suspensionen kommt, wodurch eine eindeutige Bewertung der festgestellten Veränderungen erschwert ist.

Weitere Versuche wurden ausgeführt, um den Einfluß des Elektrolytgehaltes des Mediums auf die Veränderung der Lichtdurchlässigkeit der Bakterien suspensionen unter Ultraschalleinwirkung zu untersuchen. Wenn man die hier zur Diskussion stehende Wirkung der Ultraschallwellen auf die Bakterien

ihrem Mechanismus nach als Bakteriolyse betrachtet, so ist anzunehmen, daß ihr erstes Stadium in einer Hydratation der Kolloide an der Zelloberfläche besteht. In diesem Falle würden Ionen, die eine Zunahme der Hydratation begünstigen, von förderndem Einfluß auf die meßbare Trübungsabnahme sein, während umgekehrt fallende Ionen das Phänomen hemmen bzw. aufheben müßten. Bei dem elektronegativen Charakter der Bakterien war von vorneherein eine größere Abhängigkeit der Reaktion von den Kationen zu erwarten. Die Versuche wurden deshalb so durchgeführt, daß der physiologischen NaCl-



Kurve 8. — Abnahme des Trübungsgrades einer Aufschwemmung von *Pseudomonas pyocyanea* in physiologischer NaCl-Lösung bei verändertem pH der NaCl-Lösung. (pH der Kochsalzlösung eingestellt mit Phosphatpuffern nach Sörensen).



Kurve 9. — Abnahme des Trübungsgrades einer Aufschwemmung von *Pseudomonas pyocyanea* in physiologischer NaCl-Lösung durch Ultraschalleinwirkung. Einfluß von Erwärmen und Zusatz von Formalin.

Lösung verschiedene Kationen zugesetzt wurden. Geprüft wurde der Einfluß von Calcium-, Barium- und Magnesium-Ionen. Es ergab sich, daß durch Calcium- und Bariumzusatz die Trübungsabnahme der Bakteriensuspensionen regelmäßig gehemmt wurde (siehe Kurven 4, 5 und 7). Dabei waren die wirksamen Konzentrationen beim Calcium in der Regel geringer als beim Barium. Der Zusatz von Magnesium-Ionen hatte keinen eindeutigen Einfluß auf die Abnahme des Trübungsgrades unter der Ultraschalleinwirkung. Es zeigt sich also, daß die Stärke der durch die verschiedenen Kationen bewirkten Hemmung der Trübungsabnahme der Anordnung der Kationen in der Hofmeisterschen Reihe entspricht:  $\text{Ca}^{++} > \text{Ba}^{++} > \text{Mg}^{++} > \text{Na}^+$ .

Endlich wurde untersucht, wie die geschilderte Reaktion unter Formalinzusatz verläuft. Den Bakterienaufschwemmungen wurde zu diesem Zweck 3% Formalin zugesetzt. Es ergab sich, daß die Trübungsabnahme der Bakterienaufschwemmungen unter der Ultraschalleinwirkung dadurch praktisch völlig aufgehoben wurde (siehe Kurven 3 und 9). Diese Feststellung ist deshalb von besonderem Interesse, weil die Formalinwirkung auf Bakterien eine Re-

aktion sui generis darstellt, die den anderen hier herangezogenen Fällungsreaktionen nicht einfach gleichgesetzt werden kann.

Fassen wir die Ergebnisse unserer Untersuchungen zusammen, so ergibt sich aus unseren Versuchen, daß die unter der Einwirkung von Ultraschallwellen beobachtete Abnahme des Trübungsgrades von Bakteriensuspensionen unter veränderten physikalisch-chemischen Bedingungen, wie sie kolloid-chemische Vorgänge beeinflussen, gehemmt bzw. unterdrückt wird. Die geschilderten Beobachtungen zeigen, daß die Wirkung der Ultraschallwellen auf Bakterien im wesentlichen als ein kolloid-chemischer Vorgang betrachtet werden kann, der letzten Endes zu einer Auflösung der Zelle führt. Die Versuche, die bakterizide Wirkung der Ultraschallwellen als eine rein mechanisch-physikalische oder auch als eine indirekte chemische durch Bildung von Wasserstoffsuperoxyd zu erklären, sind nach unseren Untersuchungen auf jeden Fall abzulehnen.

Bei der Einwirkung der Ultraschallwellen auf den menschlichen Organismus dürften sich ähnliche Vorgänge abspielen, wie bei der Wirkung der Ultraschallwellen auf die Bakterien. Es ist also mit Änderungen der kolloid-chemischen Verhältnisse der Körperzellen, Änderungen der Eiweißstrukturen und bei entsprechendem Vorgehen auch mit Zellzerstörungen zu rechnen. Es kann demnach angenommen werden, daß die therapeutischen Erfolge bei der Anwendung der Ultraschallwellen letzten Endes auf solche Veränderungen zurückzuführen sind, daß es sich also bei der therapeutischen Ultraschallanwendung wahrscheinlich um eine unspezifische Reiztherapie handelt und die Annahme einer spezifischen Ultraschallwirkung auf den menschlichen Organismus nicht erforderlich ist.

#### LITERATUR

- H. HOMPESCH: *Über den Mechanismus der bakteriziden Wirkung des Ultraschalls*. « Der Ultraschall in der Medizin ». Kongreßbericht der Erlanger Ultraschall - Tagung 1949, (S. Hirzel Verlag, Zürich), S. 218.

## Quelques applications chimiques et biologiques des ultra-sons.

A. LEMIERE

*Laboratoire d'Ultrasons du Centre de Recherches Scientifiques - Marseille*

Le laboratoire d'ultra-sons du Centre de Recherches Scientifiques, Industrielles et Maritimes de Marseille a son activité plus spécialement dirigée vers les applications physico-chimiques et biologiques des U.S.. Je me propose de vous relater quelques résultats obtenus dans ce domaine.

### 1. - Emulsions d'huiles végétales obtenues par l'action des ultra-sons.

Cette étude entreprise dans notre laboratoire par MM. AUDOIN, pharmacien-chimiste et LEVAVASSEUR, préparateur, nous a permis de mettre en évidence l'importance de certains facteurs.

Les essais au nombre de plusieurs centaines ont porté sur des échantillons d'huiles végétales raffinées (arachide, lin, olive, etc.). Ils ont montré que la fréquence était un facteur prépondérant quant à la possibilité de formation et au sens de l'émulsion. C'est ainsi qu'à certaines fréquences, 960 kHz par exemple, l'émulsion se fait toujours dans le sens eau dans l'huile alors qu'à d'autres fréquences, elle se fait dans le sens huile dans l'eau.

De plus, les agents émulsionnants qui permettent d'orienter le sens des émulsions obtenues par les procédés ordinaires sont sans action sur le sens des émulsions obtenues par ultra-sons. En présence d'oléate de sodium, par les procédés ordinaires, toutes les huiles donnent des émulsions huile dans l'eau et en présence d'oléate de baryum des émulsions eau dans l'huile. Or, toutes les émulsions obtenues par ultra-sons à la fréquence 960 kHz sont des émulsions dans le sens eau dans l'huile malgré la présence d'oléate de sodium. De même, si nous faisons aux ultra-sons une émulsion d'huile de ricin nous aurons toujours aux fréquences 187, 240 ou 320 kHz, une émulsion huile dans l'eau, malgré la présence d'oléate de baryum. Cette action de la fréquence sur le sens de l'émulsion se fait d'ailleurs sentir dès l'amorçage de l'opération. C'est ainsi qu'une émulsion commencée à une certaine fréquence continue à se faire dans le même sens même si on la soumet à une autre fréquence qui aurait donné normalement une émulsion dans l'autre sens.



Certaines fréquences ne permettent avec la plupart des huiles d'obtenir aucune émulsion. Les fréquences 576 et 720 kHz sont dans ce cas et nous avons pu constater que ces fréquences provoquaient au contraire la rupture d'émulsions préalablement obtenues.

Enfin, si l'on monte dans la gamme des fréquences, on arrive à un plafond, au-delà de 960 kHz, pour lequel il n'y a plus formation d'émulsions tout au moins en ondes stationnaires et en l'absence d'agent émulsionnant. En ondes progressives au contraire on obtient encore des émulsions eau dans huile à la fréquence de 2880 kHz.

Si la fréquence est un facteur déterminant pour la formation et le sens des émulsions, la température présente aussi un certain intérêt. On a pu constater, ce que d'autres auteurs avaient déjà signalé, qu'une température élevée est incompatible avec la formation d'émulsions. Les huiles par suite de leur viscosité s'échauffent sous l'action des ultra-sons beaucoup plus vite que l'eau. On a pu constater que lorsqu'on a en présence de l'huile et de l'eau en vue de réaliser une émulsion, si l'eau atteint une température d'environ 30 °C aucune émulsion ne se produit, même si nous incorporons un agent émulsionnant. Si nous partons d'un mélange eau-huile à température élevée et que nous le refroidissons progressivement on constate que lorsque l'eau atteint cette température d'environ 30 °C l'émulsion commence à se produire. Enfin si l'on commence une émulsion à froid et que l'on réchauffe progressivement le bain, l'émulsion continue à se produire même lorsque la température dépasse 30 °C. Cependant à chaud la concentration de l'émulsion est assez faible.

Nous avons vu que les agents émulsionnants étaient sans effet sur le sens de l'émulsion. Ils ont cependant une action particulière qui est à signaler lorsque l'on travaille à la fréquence 576 kHz, fréquence non favorable à la formation d'émulsions et au contraire favorable à leur rupture. A cette fréquence la plupart des huiles examinées ne donnent rien. Or, si l'on ajoute un émulsionnant nous avons formation d'une émulsion eau dans huile, même si l'émulsionnant employé favorise habituellement le sens huile dans l'eau. Une explication possible de ce fait est que dans ces conditions l'émulsionnant vient rompre un état instable et faire pencher la balance dans un sens prédéterminé à l'état potentiel par le seul choix de la fréquence. Ce phénomène n'est d'ailleurs pas observé à la fréquence 720 kHz qui est elle aussi une fréquence défavorable pour la formation des émulsions.

Les agents émulsionnants favorisent également la formation d'émulsions aux fréquences élevées (1600 et 2880 kHz). A ces fréquences, en ondes stationnaires, on n'obtient pas d'émulsion. Or en présence d'agents émulsionnants on arrive à en obtenir pour certaines huiles. Avec l'huile de ricin toutefois on n'obtient rien. L'huile de ricin se comporte d'ailleurs de façon abérrante par rapport à la plupart des autres huiles. A 960 kHz l'huile de ricin, comme les

autres huiles, donne une émulsion eau dans l'huile. Par contre à 187, 240, 320 kHz l'huile de ricin donne une émulsion dans le sens huile dans l'eau contrairement aux autres huiles.

Au cours des essais entrepris on a pu constater que l'acidité des huiles était sans effet; en effet, en ajoutant des quantités croissantes d'acides gras purs à des huiles neutres on n'a constaté aucune modification des résultats.

Par contre la viscosité à un effet indéniable que nous avons pu constater sans toutefois en trouver l'explication. Les essais ont montré que des huiles très fluides s'émulsionnent sans agent émulsionnant à 576 kHz — fréquence défavorable pour les huiles de viscosité courante — et que des huiles très visqueuses ont pu être émulsionnées dans le sens huile dans l'eau à 187 kHz contrairement à ce qui se passe pour les huiles courantes.

Après vous avoir exposé l'action de divers facteurs et, en particulier, de la fréquence sur la formation des émulsions je vous dirai quelques mots sur la qualité des émulsions obtenues par ultra-sons.

Dans le cas des émulsions eau dans huile la grosseur moyenne des gouttelettes dispersées est de 10  $\mu$ ; dans les émulsions huile dans l'eau elle est de 1  $\mu$ .

Ceci explique que les émulsions huile dans l'eau soient plus stables que les émulsions eau dans l'huile. Les premières sont stables plusieurs mois pour des émulsions faites sans émulsionnant et les émulsions eau dans l'huile ne sont stables que pendant une semaine environ.

En présence d'un émulsionnant la stabilité des émulsions est évidemment augmentée. Dans ce cas, les émulsions huile dans l'eau se conservent pratiquement d'une façon indéfinie.

En ce qui concerne la concentration des émulsions on a pu constater qu'elle était en général plus forte lorsque l'émulsion était faite en utilisant des ondes progressives. Ainsi à 960 kHz et sans émulsionnant on obtient une émulsion de 30% d'eau dans l'huile en ondes progressives et 10% seulement en ondes stationnaires. En présence d'un émulsionnant on peut atteindre en ondes progressives 75% d'eau dans l'huile.

L'émulsion inverse huile dans l'eau est toujours beaucoup moins concentrée. On n'obtient guère que 2 à 3% d'huile dans l'eau.

Après avoir examiné les conditions de formation des émulsions on a étudié les conditions de rupture de ces mêmes émulsions.

Voyons tout d'abord les émulsions huile dans l'eau. Nous n'avons trouvé aucune fréquence permettant de rompre ces émulsions à la température ordinaire. Et même, en les portant à l'ébullition et en ajoutant de l'alcool on n'arrive pas à la rupture complète.

Quant aux émulsions eau dans l'huile, même obtenues en présence d'émulsionnants, elles sont rompues aux fréquences 576 et 720 kHz.

Les hautes fréquences 1600 et 2880 kHz bien qu'elles permettent en présence d'émulsionnants d'obtenir des émulsions eau dans l'huile à faible

concentration constituent des fréquences de rupture pour les émulsions eau dans l'huile à très forte concentration obtenues à 960 kHz.

On peut en déduire que les fortes concentrations sont incompatibles avec les autres fréquences tout au moins en ondes stationnaires.

Que conclure de tous ces essais? A notre avis, plusieurs faits semblent avoir été mis en évidence:

1) la fréquence a une action déterminante sur la possibilité de formation et le sens de l'émulsion;

2) les ondes progressives ont un meilleur rendement que les ondes stationnaires en ce qui concerne la formation et la concentration des émulsions;

3) il existe des fréquences incapables d'émulsionner des huiles ces mêmes fréquences provoquant la rupture d'émulsions préalablement faites.

Je vais maintenant vous parler brièvement des

## **2. - Dispersions de solides dans l'eau, obtenues au moyen des ultra-sons dans notre laboratoire.**

Mademoiselle MATHIEU-SICAUD du Laboratoire des Industries Chimiques de l'État, avec la collaboration technique de M. LEVAVASSEUR, préparateur au Centre de Recherches a étudié la dispersion en particules élémentaires des précipités très fins de sulfate de baryum qui sont constitués comme l'a montré le microscope électronique d'agglomérats plus ou moins volumineux de ces particules élémentaires.

Les résultats des essais ont été contrôlés au microscope électronique. L'influence de divers facteurs a été examinée, en particulier la durée d'exposition aux ultra-sons, la puissance et la fréquence.

On a trouvé que la meilleure dispersion était obtenue non en laissant agir les ultra-sons pendant un temps donné d'une façon continue mais au contraire en fractionnant ce temps d'irradiation en périodes courtes de l'ordre de 3 minutes. De plus si après une série d'irradiations de 3 minutes on laisse reposer la solution pendant 15 heures, on constate qu'il y a eu une réagglomération partielle. Mais alors une nouvelle série d'irradiations de 3 minutes donne une dispersion plus rapide et plus poussée que la première fois. On arrive ainsi à disperser environ 80 % des agglomérats. La puissance a l'effet que l'on pouvait prévoir c'est-à-dire que pour un temps d'irradiation donné la dispersion est d'autant meilleure que la puissance est plus grande.

Enfin, en ce qui concerne la fréquence on a pu constater que pour un temps d'irradiation donné il existe une fréquence optimum pour laquelle on obtient la meilleure dispersion. Cette fréquence est fonction de la dimension des particules à disperser. Pour des particules de sulfate de baryum de 100 microns de diamètre environ elle est de 1 000 kHz. Pour des particules plus grosses cette fréquence optimum est plus faible. Autrement dit les longueurs



d'onde utilisées doivent être d'autant plus grandes que les particules à disperser sont plus grosses.

Un autre exemple de dispersion de produits solides dans un milieu aqueux est celle de certains insecticides organiques tels que le dichlorodiphényl-trichloro-éthane vulgairement appelé DDT ou l'hexachlorocyclohexane. Cette dispersion a été réalisée dans notre laboratoire par M. LEVAVASSEUR qui a mis au point un procédé particulier pour obtenir cette dispersion, procédé qui a fait l'objet d'un brevet.

On sait que ces corps n'ont aucune affinité pour l'eau et cependant il est intéressant dans certains cas de les avoir en suspension dans l'eau. On a employé pour y arriver un agent intermédiaire, en l'espèce le benzène. Le DDT est dissous dans le benzène. Cette solution est soumise à l'action des ultra-sons à une fréquence de 720 kHz pendant qu'on y ajoute goutte à goutte de l'eau. Un louche apparaît alors dans la solution, venant de ce que des particules de DDT sont libérées et mises en suspension dans l'eau. Au fur et à mesure que l'opération se poursuit le benzène remonte limpide à la surface du récipient alors que l'eau chargée de DDT en suspension se rassemble à la partie inférieure. Il n'y a plus qu'à séparer par décantation le benzène de la suspension de DDT dans l'eau.

Il est bon d'ajouter un réducteur de tension superficielle tel que le Tween 60 de la Société Américaine ATLAS pour augmenter la stabilité de la suspension.

Dans ces conditions des suspensions de DDT dans l'eau ont pu être maintenues pendant plusieurs mois tout en conservant leurs propriétés insecticides. La concentration de ces suspensions est assez élevée; il est cependant difficile de la chiffrer exactement. Tout ce que l'on peut dire c'est que la concentration est suffisante pour que l'on puisse se permettre de diluer ces suspensions dans 1000 fois leur volume d'eau et que l'action insecticide reste très efficace comme l'ont prouvé les travaux du Professeur SAUTET de la Faculté de Médecine de Marseille qui les a expérimentées sur des larves de moustiques.

Comme je vous l'ai dit au début de cet exposé, notre laboratoire indépendamment des applications physico-chimiques dont je viens de vous donner quelques exemples s'occupe également des applications biologiques des ultra-sons. Je vais vous dire quelques mots de deux d'entr'elles.

### 3. - Action des ultra-sons sur la germination des graines de riz, de soja, de pois et de radis.

Cette étude a été faite par M. LOZA, assistant à la Faculté des Sciences de Marseille avec la collaboration technique de M. LEVAVASSEUR. Toutes les graines ont été traitées de la même façon, à la fréquence 960 kHz, le quartz utilisé émettant une puissance acoustique de 14 W. Le seul facteur variable



a été le temps. Pour des temps d'irradiation variant de 5 à 15 minutes l'action des ultra-sons s'est révélée à peu près inexistante, les lots irradiés ayant donné sensiblement le même pourcentage de graines germées. Mais pour une durée de 30 minutes on constate un ralentissement dans la germination des graines irradiées. Pour des pois, 5 jours après irradiation on a 74 % de graines germées contre 86 % pour les graines non irradiées. En aucun cas on n'a observé l'accélération de la germination signalée par certains auteurs japonais. Il semble que si ce phénomène se produit ce ne doit être qu'à la suite de temps d'irradiation très faibles ou pour de très faibles puissances.

Les essais se sont poursuivis par l'examen de l'action des ultra-sons sur la croissance des racines de pois. On a opéré sur des pois ayant des racines d'une longueur de 6 à 8 mm. Les cotylédons sont entourés de coton et seule la racine est apparente. Elle est plongée dans l'eau sur le trajet du faisceau ultra-sonore. La longueur des racines est mesurée tous les jours.

L'examen d'une racine irradiée pendant 15 secondes à la fréquence de 960 kHz montre l'apparition d'une lésion dans la région subterminale. Cette région devient absolument translucide comme si les tissus étaient liquéfiés. La lésion débute dans la partie périphérique de la racine et gagne rapidement l'écorce toute entière, puis la partie centrale est attaquée à son tour. Toutefois on note dans l'axe de la racine la présence d'un mince cylindre central qui reste un peu plus sombre. La coiffe reste intacte. Une racine présentant de telles lésions ne pousse plus. Par contre les racines secondaires qui apparaissent pas la suite sont plus longues et plus vigoureuses que chez les pois dont les racines n'ont pas été irradiées.

Il y a évidemment une relation entre la puissance de la radiation ultra-sonore appliquée et le temps nécessaire pour provoquer les lésions décrites ci-dessus. Si l'on réduit de moitié la puissance, le temps nécessaire à la destruction de la racine augmente en moyenne de 7 à 8 fois. Ce temps varie aussi d'ailleurs en fonction du diamètre de la racine irradiée. Il passe de 4 à 79 secondes pour des racines dont le diamètre varie de un peu moins de 1 mm à un peu plus de 1 mm, c'est-à-dire présentant entre elles une différence de diamètre de l'ordre du millimètre.

Là aussi on a donc noté une action nocive ou destructive des ultra-sons mais en aucun cas on n'a observé d'action excitatrice.

La deuxième application biologique dont je voudrais vous entretenir concerne la biologie animale. Il s'agit de :

#### 4. — L'action des ultra-sons sur les moustiques.

Cette étude a été entreprise par le Professeur SAUTET de la Faculté de Médecine de Marseille avec la collaboration technique de M. LEVAVASSEUR.

Elle a porté sur divers culicides. On a examiné l'action de la puissance, du temps d'irradiation et les variations suivant le stade d'un insecte donné.

Les essais ont été faits à la fréquence 960 kHz.

Les larves sont placées dans des tubes à essais en cellophane remplis d'eau et présentés dans un cristallisateur à l'action du faisceau ultra-sonore produit par un quartz dissipant 14 W acoustiques.

Dans ces conditions pour un temps d'irradiation de 30 secondes des larves de *Culex pipiens*, d'*Aedes aegypti* au 4<sup>ème</sup> stade et d'*Anopheles maculipennis* au 1<sup>er</sup> et 2<sup>ème</sup> stade sont tuées immédiatement. Si l'on réduit la puissance de moitié on a toujours le même résultat. Puis l'action destructive diminue rapidement pour devenir nulle quand la puissance est à peu près le tiers de la puissance initiale.

Pour vérifier l'action de la durée d'irradiation on a travaillé à pleine puissance en faisant varier le temps d'irradiation de 30 secondes à 2 secondes. De 30 secondes à 10 secondes on constate une mort immédiate pour la plupart des espèces aux stades jeunes. De 10 à 5 secondes la mortalité diminue lentement et à partir de 5 secondes, elles tombent brusquement. On a remarqué au cours des essais que les œufs semblaient beaucoup plus résistants aux ultra-sons que les larves et que parmi les lots d'œufs d'anophèles exposés aux ultra-sons pendant 15 minutes on constatait quelques éclosions.

Mais on peut se demander s'il ne s'agissait pas là d'œufs s'étant collés sur la paroi du tube à essais et ayant ainsi échappé en partie à l'action du faisceau ultra-sonore. D'autant plus que les larves provenant de ces œufs ont une évolution beaucoup plus rapide que les témoins, certaines étaient 10 jours après l'éclosion au 3<sup>ème</sup> et 4<sup>ème</sup> stade alors que les témoins n'étaient encore au même moment qu'au 1<sup>er</sup> ou 2<sup>ème</sup> stade. En ce qui concerne l'action des ultra-sons en fonction du stade des larves étudiées on a pu observer que toutes conditions étant égales les larves aux stades jeunes, 1<sup>er</sup> et 2<sup>ème</sup>, sont moins résistantes que les larves du 3<sup>ème</sup> et 4<sup>ème</sup> stade.

Quant aux nymphes elles sont particulièrement résistantes.

En observant au microscope les œufs et les larves traités aux ultra-sons on peut se rendre compte de la façon dont se fait la destruction.

Pour les œufs il y a éclatement. L'œuf d'*Anopheles maculipennis* présente une large déchirure et est vidé de son contenu.

Pour celui de *Culex pipiens* la rupture se fait au sommet et l'œuf est en partie vidé.

Pour les larves au 3<sup>ème</sup> et 4<sup>ème</sup> stade on a une véritable éviscération. On en a vu dont la partie antérieure du tube digestif était sortie par le cou et la partie postérieure, retournée comme un doigt de gant, sortie par l'anus.

Quant aux jeunes larves elles ne sont pas éviscérées mais leurs tissus sont complètement dissous.

On peut envisager que cette action des ultra-sons sera un jour utilisée

pour la destruction des œufs et larves de moustiques dans des gîtes de quelque importance, à condition toutefois que l'on dispose d'appareils suffisamment puissants pour agir sur des masses liquides assez importantes.

J'en ai fini avec cet exposé qui m'a permis de vous donner une idée des nombreux problèmes que nous étudions au laboratoire d'ultrasons du Centre de Recherche de Marseille.

## Einige Bemerkungen zum biophysikalischen Wirkungsmechanismus des Ultraschalls.

K. VON SANDEN

*Siemens-Reiniger-Werke A.G., Erlangen*

Die experimentellen und die therapeutischen Resultate zeigen, daß die biophysikalische Wirkung des Ultraschalls sowohl eine thermische als auch eine mechanische Komponente hat. Die medizinische Wirkung ist also stets als thermisch-mechanischer Kombinationseffekt anzusehen.

Die thermische Komponente beruht auf der Entstehung von Wärme bei der Ultraschall-Absorption; diese kommt offenbar wesentlich durch die inhomogene Gewebs-Struktur zustande. Einerseits nämlich zeigt sie eine lineare Zunahme mit der Frequenz, während alle für ein Kontinuum gültigen Annahmen einen quadratischen Anstieg liefern. Andererseits sei auf Versuche von HÜTER hingewiesen, bei denen sich gezeigt hat, daß die Ultraschall-Absorption stark ansteigt, sobald in einer homogenen Substanz durch Beimengung von Sand o.ä. eine inhomogene Struktur herbeigeführt wird, wie es Fig. 1 zeigt.

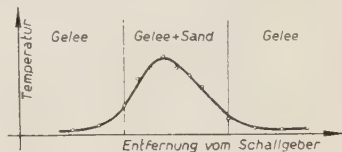


Fig. 1. — Temperaturzunahme durch verstärkte Absorption von Ultraschall beim Durchgang durch eine inhomogene Schicht. Abflachung der Kurve durch Wärmeleitung (nach Versuchen von Th. HÜTER).

Ein analoger Effekt tritt in der Nähe von reflektierenden Grenzflächen auf: Die Absorption zeigt umso höhere Werte, je größer der reflektierte Energieanteil und je weniger glatt die Grenzfläche ist, vgl. Fig. 2.

Vermutlich beruhen diese Erscheinungen auf der Entstehung stark absorbierter Scherungswellen bei der Reflexion schräg auf die Grenzflächen der Inhomogenitäten auftretender Wellen (oder — was auf das Gleiche hinausläuft — auf « Reibung » zwischen den Inhomogenitäten und der umhüllenden Substanz).

Biologisch werden die auftretenden Übertemperaturen zwar durch den Abtransport der Wärme durch das Blut begrenzt; dabei entsteht jedoch eine



ausgeprägte Hyperämie, — als medizinische Wirkung bei therapeutischer Dosierung.

Hinsichtlich der mechanischen Komponente haben zunächst die Versuche von ANGERER und WACHSMANN im stehenden Wellenfeld gezeigt, daß der

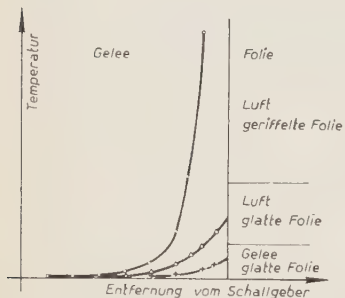


Fig. 2. — Temperatur - Zunahme durch Absorption bei Reflexion von Ultraschall an einer Folie: Zunahme der Absorption infolge schrägen Einfalls eines Teils der Wellen, Verstärkung des Effekts bei Reflexion an geriffelter Fläche (nach Versuchen von TH. HÜTER).

Kavitation keineswegs immer eine vorherrschende Rolle zukommt; der Begriff der «Zellmassage» andererseits ist wenig deutlich, insbesondere, wenn die Winzigkeit des Schallausschlages von einigen  $m\mu$  (weniger als  $1/10$  der Lichtwellenlänge) berücksichtigt wird.

Nun ist der Schallausschlag von Teilchen, die in einem Gerüst gebunden sind, kleiner, als er bei freien Teilchen auftritt. Deshalb ist in ähnlicher Weise, wie es G. SCHMID für die Depolymerisation vermaschter Molekelketten durch Ultraschall angenommen hat, eine Fluktuation auch der Gewebsflüssigkeit usw. durch das Netzwerk der Zellmembrane zu erwarten. Daraus folgt eine Zunahme der Membran-Permeabilität, vergleichbar etwa der Zunahme der Durchlässigkeit eines Siebes beim Schütteln. Es hat den Anschein, als ob diese Annahme eine zwanglose Deutung der meisten

bisher nach therapeutischer Dosierung erhobenen histologischen Befunde

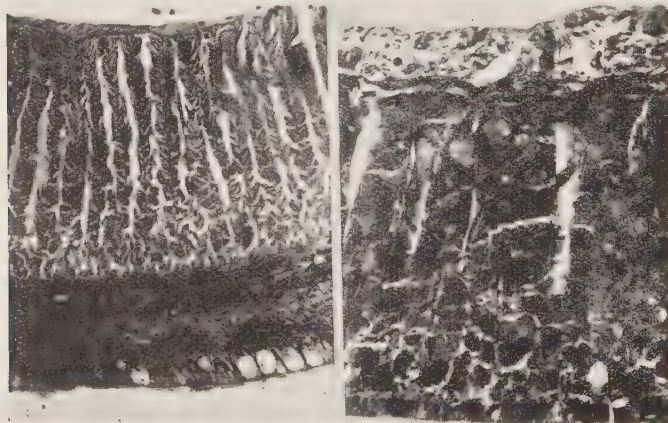


Fig. 3. — Querschnitt durch einen Regenwurm. Rechts: vor Beschallung; Links: nach Beschallung: starke Quellung der Epidermis (Oben) und Schrumpfung der inneren Muskelschicht (Unten) als Folge einer Veränderung der Diffusionsverhältnisse an den Zellmembranen durch Einwirkung von Ultraschall (nach Versuchen von BRUNS).

zuliebe; sie ist schon von FRENZEL, HINZBERG und SCHULTES sowie von DENIER ausgesprochen, bisher jedoch wenig herangezogen worden und sei deshalb erneut zur Diskussion gestellt. Im Gegensatz zu manchen Vermutungen indessen ist von dieser Einwirkung des Ultraschalls zwar zu erwarten, daß die Diffusion durch die Zellmembrane verstärkt wird, nicht aber, daß sie eine bestimmte Vorzugsrichtung erhält (« Eintreib-Effekt »); dazu ist der Schallstrahlungsdruck zu klein. Die Richtung der Diffusion wird vielmehr lediglich durch die herrschenden Konzentrations-Verhältnisse bestimmt werden.

Derartige Quellungsvorgänge sind vielleicht als Ursache der günstigen Resultate der Ultraschall-Therapie z.B. bei Sklerodermie und ähnlichen deformierenden Prozessen anzusehen (HINTZELMANN); allgemein werden sie zu einer Belebung der Stoffwechsel-Prozesse führen.

Quantitativ würde ein derartiger Mechanismus bedeuten, daß auch die mechanischen Ultraschallwirkungen zur Entwicklung (Konzentrationsverschiebung) Zeit brauchen, also bei Impulsbetrieb zurückgehen; dies scheint durch die Erfahrung (Hämolyse) bestätigt zu werden. Ferner erhebt sich hier die Frage, ob die offensichtliche Einwirkung des Ultraschalls auf die Nervenleitung (Analgesie, Spasmolyse) nicht allein auf einer Erwärmung der Nervenbahn, sondern vielleicht auch auf einer Beeinflussung der die Nervenleitung bewirkenden Diffusionsvorgänge beruht.

## Prime ricerche sulla inattivazione della ialuronidasi per effetto degli ultrasuoni.

L. SANTAMARIA e A. CASTELLANI

*Istituto di Patologia Generale dell'Università - Perugia*

F. A. LEVI

*Istituto di Fisica dell'Università - Perugia*

Allo scopo di contribuire alla interpretazione del meccanismo con il quale gli ultrasuoni influenzano i fenomeni chimici e chimico-fisici, abbiamo creduto opportuno di condurre la nostra indagine sottoponendo alla azione di onde ultracustiche enzimi altamente purificati.

In questa comunicazione riferiamo i risultati ottenuti con la ialuronidasi, purificata secondo FAVILLI e BERGAMINI. L'attività dell'enzima era valutata con il metodo viscosimetrico, usando viscosimetri di Ostwald con bolla di  $1,5 \text{ cm}^3$

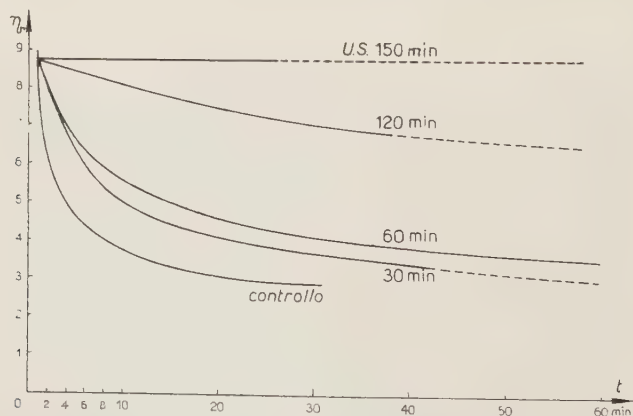


Fig. 1. - Progressiva inattivazione dell'enzima per diversi tempi di azione degli ultrasuoni.  
 $\eta_r$  = viscosità relativa     $t$  = tempo in minuti primi.

e tempo di caduta per l'acqua distillata intorno ai 9 s. Come substrato si usava mucina estratta da funicoli ombelicali in soluzione fisiologica.

Dalle prove preliminari risultava che l'enzima, in soluzione fisiologica

(20 mg in 100 cm<sup>3</sup>), era inattivato in condizioni sperimentali che determinavano il fenomeno della cavitazione senza che la temperatura, misurata entro la soluzione, salisse oltre i 30 °C. La soluzione, contenuta in un tubo di vetro posto verticalmente con fondo di gomma sottile trasparente agli ultrasuoni, veniva esposta, per la durata di 120÷150 minuti, alla azione di onde ultracustiche della frequenza di 0,8 MHz, con intensità media intorno ai 2 W/cm<sup>2</sup>.

Riportiamo (fig. 1) i diagrammi relativi ad una delle prove eseguite, che può considerarsi tipica.

In ordinate sono riportate le viscosità relative calcolate ponendo uguale a 10 la viscosità del substrato (3 cm<sup>3</sup>) prima della aggiunta della soluzione di enzima (0,2 cm<sup>3</sup>); in ascisse il tempo di azione dell'enzima in minuti primi.

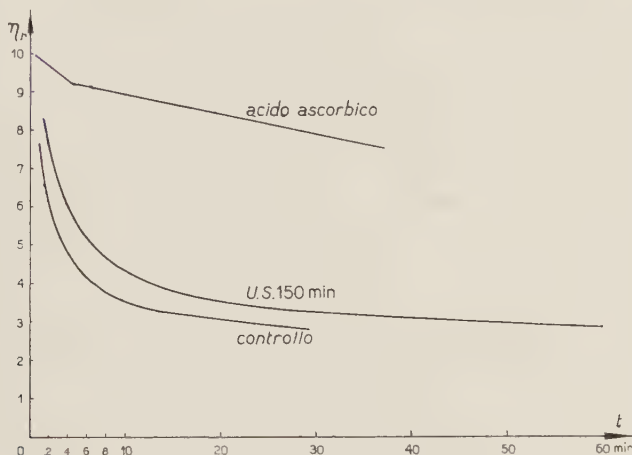


Fig. 2. — Protezione a mezzo di acido ascorbico (sale sodico).  
 $\eta_r$  = viscosità relativa  $t$  = tempo in minuti primi.

La curva «controllo» è stata ottenuta facendo agire l'enzima non trattato, all'inizio dell'esperienza; essa si sovrappone esattamente a quella di un secondo controllo eseguito con enzima non trattato, ma conservato, per il tempo della esperienza, nelle stesse condizioni di temperatura che si avevano all'interno del tubo esposto agli ultrasuoni (temperatura 13 ÷ 18 °C). Le altre curve rappresentano la caduta di viscosità provocata da soluzioni di enzima esposte agli ultrasuoni rispettivamente per 30, 60, 120 e 150 minuti.

L'ultima curva mostra totale inibizione dell'enzima perchè non si osserva alcuna ulteriore caduta di viscosità, dopo quella provocata inizialmente dalla diluizione.

Supposto che l'inattivazione osservata fosse dovuta a fenomeni ossidativi, ci proponevamo di allestire delle prove atte a verificare tale ipotesi.

Esperimenti condotti sciogliendo insieme con la jaluronidasi sostanze facilmente ossidabili (sali sodici dell'acido ascorbico e della cisteina alla concen-



trazione 12,5 mM) dimostravano che l'enzima conservava la sua attività mucinolitica praticamente inalterata anche dopo prolungata esposizione.

Un esempio è dato dal grafico di fig. 2 nel quale sono riportate: la curva di controllo e quella ottenuta con la soluzione di enzima protetto, trattata con gli U.S. nelle stesse condizioni della esperienza precedente, per la durata di 150 minuti.

L'azione mucinolitica dell'acido ascorbico nella concentrazione da noi usata era molto limitata come risulta dalla curva riportata nel grafico.

Questi dati ci conducono ad ammettere che, con grande probabilità, l'effetto di inibizione riferito sia dovuto ad un fenomeno di ossidazione, d'accordo con le vedute di molti autori (BEUTHE, LOISELEUR, GRABAR e PRUDHOMME, ecc.) circa gli effetti chimici e biochimici delle onde ultracustiche.

Prove orientative condotte in atmosfera di azoto sembrano mostrare che, in tali condizioni, non si verifichi il fenomeno della inattivazione. Esperienze in corso tendono a chiarire meglio quanto è stato riferito.

## Klinische und histologische Untersuchungen über die Wirkung des Ultraschalles auf die Kaninchenhornhaut.

F. SCHWAB und U. R. NEMETZ

*I. Univ.-Augenlinik in Wien*

L. WYT

*Abt. f. physik. Medizin der II. Univ.-Klinik f. Hals, Nasen u. Ohrenheilkunde in Wien*

Auf Grund der Ergebnisse unserer ersten Untersuchungen über die Ultraschallwirkung (U.S.) auf das lebende Kaninchenauge zeigte es sich, daß in der Hornhaut unter bestimmten Voraussetzungen wohlumschriebene Veränderungen beobachtet werden konnten. Die Hornhaut ist wegen ihrer Durchsichtigkeit, Gefäßlosigkeit und Nervenverteilung ein ideales Versuchsobjekt nicht nur für rein ophthalmologische Zwecke, sondern auch für zahlreiche Fragestellungen aus der allgemeinen Biologie und Medizin. Es wurden daher die klinischen und vor allem histologischen Fragen über die durch U.S. bedingten Hornhautveränderungen weiter bearbeitet, in der Hoffnung an diesem Versuchsobjekt neue Erkenntnisse über die Wirkungsweise des U.S. im Gewebe zu erhalten. Dies war um so notwendiger, als bisher die Bearbeitung der klinischen und histologischen Veränderungen durch Gleich- und Impulsschall, sowie durch verschiedene weiter auseinanderliegende Frequenzen infolge der Neuheit der diesbezüglichen Fragestellungen äußerst dürftig war.

### Versuchsanordnung.

Es hat sich bereits bei unseren ersten Versuchen am Kaninchenauge gezeigt, daß die Wirkung des U.S. nicht nur von der Intensität und der Zeit, sondern auch von der Wellenlänge und von der Schallart, ob Gleich- oder Impulsschall, bestimmt wird.

Bedingt durch die gegebenen technischen Möglichkeiten wurden bei unseren Versuchen die in Tabelle 1 angegebenen Varianten berücksichtigt.

In jeder Versuchsgruppe wurden 12 Tieraugen beschallt. 6 Augen 5 Minuten lang und 6 Augen 15 Minuten lang.

Die Ankoppelung vom U.S. geber an das mit 3 mal 5% Cocain anaesthetisierte Kaninchenauge erfolgte, wie bei unseren ersten Versuchen, über eine

TABELLE 1.

1. Gleichschall hoher Frequenz	2 000 kHz, Schalldruck 235 mg gemessen auf Kugel von 10,8 mm Durchmesser).
2. Impulsschall hoher Frequenz (Tastverhältnis 1 : 1)	1 200 kHz, Schalldruck 130 mg)
3. Gleichschall niederer Frequenz	(500 kHz, Schalldruck 170 mg).
4. Impulsschall niederer Frequenz Tastverhältnis 1 : 1	(500 kHz, Schalldruck 140 mg).

elastische kuppelförmige Gummimembran. Diese wurde direkt auf die Hornhaut angelegt und während der Beschallung ständig mit physiologischer Kochsalzlösung berieselt und nicht bewegt.

Für die therapeutische Anwendung des U.S. ist ähnlich wie bei den Röntgen- und Radiumstrahlen nicht nur die unmittelbare, sondern auch die mittelbare Strahlenwirkung von grosser Wichtigkeit.

Wir haben daher diesen Faktor bei unseren histologischen Untersuchungen besonders berücksichtigt und die Augen zu verschiedenen Zeitpunkten nach der Beschallung enukleiert.

TABELLE 2.

Enukleationszeit nach der Beschallung:	Sofort	12 Stunden	1 Woche	6 Wochen
Zahl der Augen:				
5 Min. beschallt . . . . .	12	4	4	4
15 Min. beschallt . . . . .	12	4	4	4

Die Augen wurden in 10%igem Formol fixiert, in Celloidin eingebettet und die Schnitte mit Haematoxylin-Eosin gefärbt.

Wir erlauben uns Ihnen im Rahmen einer vorläufigen Mitteilung über die Ergebnisse unserer Versuche zu berichten:

Versuchsgruppe 1 (Gleichschall 2000 kHz, Schalldruck 235 mg):

In dieser Versuchsgruppe waren beim Kaninchenauge klinisch außer vereinzelten leichten Epitheltrübungen und einem geringen Epithelödem keine Hornhautveränderungen weder in Verlaufe der Beschallung noch in der folgenden 6 wöchentlichen Beobachtungszeit nachweisbar.

Histologisch zeigten die sofort nach der Beschallung enukleierten Augen entsprechend dem klinischen Befund nur geringe Epithelveränderungen: Das

Epithel war fast überall intakt, an manchen Schnitten fanden sich kleine umschriebene Epithelverluste, die Zellen der Umgebung waren entweder normal oder sie färbten sich schlechter, hatten undeutliche Zellgrenzen und gequollene unscharfe Kerne. Die Bowman'sche Membran, Hornhautstroma, Descemet'sche Membran und Endothel waren in allen Schnitten normal.

Auch die 12 Stunden nach der Beschallung enukleierten Augen zeigten keine Veränderungen im Hornhautstroma. Zu dieser Zeit war die Hornhaut an den meisten Schnitten bereits wieder vollkommen epithelisiert, doch war stellenweise das Epithel nur ein- bis zweireihig, also verdünnt.

Die ein bis 6 Wochen nach der Beschallung enukleierten Augen zeigten dem klinischen Befund entsprechend ein vollkommen normales histologisches Bild aller Hornhautschichten.

Versuchsgruppe 2 (Impulsschall 1200 kHz, Schalldruck 130 mg):

Im Gegensatz zur Versuchsgruppe 1 fanden sich hier jene eigenartigen, zarten, dendritisch verzweigten, weißlichen Trübungen im Stroma, die wir schon bei unseren ersten Versuchen beobachten konnten und in unserer Arbeit « Über die Wirkung des U.S. auf den vorderen Bulbusabschnitt des Kaninchenauges » bereits genauer beschrieben haben. Diese Trübungen traten schon nach 2-5 Minuten Beschallungsdauer auf, nahmen im Verlauf der Beschallung an Größe und Zahl zu, um dann oft zu einem bizarren Netzwerk von Trübungen zu konfluieren. Die Trübungen waren am deutlichsten und zahlreichsten an den Stellen der Hornhaut, die in der Mitte des Schallfeldes lagen. Wenn die Trübungen in der Nähe des Limbus auftraten waren sie mehr linear und vorwiegend radiär angeordnet. Das Hornhautstroma zwischen den Trübungen erschien makroskopisch ohne gröbere Veränderungen. Das Epithel der Hornhaut fehlte gelegentlich über den Trübungen oder schien zumindest schwer geschädigt. Die Spaltlampenuntersuchung im dünnen optischen Schnitt zeigte, daß die Trübungen unter der Bowman'schen Membran, vorwiegend im vorderen Drittel des Hornhautstromas lagen. Zwischen der Bowman'schen Membran und den Trübungen fand sich oft noch ein schmales luzides Intervall. Bei größeren und ausgedehnteren Trübungen fehlte dieses und die Trübung reichte kontinuierlich von der Oberfläche in die Tiefe. Die einzelnen Trübungsfiguren waren konkavbögig begrenzt und zeigten eine schlierenartige oder wolkige Beschaffenheit. Bei Beobachtung sofort nach der Beschallung waren in Bereiche mancher Trübungen kleine Dehiszenzen zu sehen, die aber meist wenige Stunden nach der Beschallung wieder verschwunden waren. Einzelne Trübungsfiguren erschienen in die Hornhaut wie hineingepreßt mit deutlicher Eindellung der Hornhautoberfläche.

12 Stunden nach der Beschallung erschienen die einzelnen Trübungsäste etwas breiter, im Ganzen weniger opak und unschärfer begrenzt.

Eine Woche nach der Beschallung war die Hornhaut wieder vollkommen



epithelisiert und die Trübungen mit freiem Auge nur noch als zartes Netzwerk sichtbar, nach 6 Wochen waren sie bei Spaltlampenuntersuchung eben noch erkennbar.

**Histologischer Befund:** Sofort nach der Beschallung fehlt das Epithel stellenweise überhaupt. An anderen Stellen fehlen nur die oberflächlichen Epithelzellen oder diese sind schlechter gefärbt mit undeutlichen Zellgrenzen, dazwischen Lagen normalen Epithels. Über Stromaherden erscheint das Epithel gelegentlich wie zusammengesintert, die Kerne pyknotisch oft eigenartig elongiert, ähnlich den Veränderungen wie sie St. JELLINEK bei Strommarken nach Blitzschlag beschrieben hat. Als histologisches Substrat der weißlichen Hornhauttrübungen finden sich unter der meist intakten Bowman'schen Membran, manchmal etwas tiefer, immer aber im vorderen Hornhautdrittel mit Haematoxylin intensiv blau gefärbte amorphe Massen, parallel zu den Hornhautlamellen, über denen das Epithel entweder fehlt, oder die bereits oben erwähnten Veränderungen zeigt. Über tiefer liegenden Stromaherden erscheint das Epithel oft noch normal. Den eingesunkenen Hornhautherden entspricht eine Einbuchtung der Hornhautlamellen, an deren tiefstem Punkt meist die amorphen blauen Massen erscheinen. In der Umgebung der blauen Herde ist entweder normales Hornhautstroma mit gut gefärbten Hornhautkörperchen oder geschädigtes, oft sich mehr bläulich färbendes Stroma, mit schlecht färbbaren und gequollenen Hornhautkörperchen, vorhanden. Bei den Augen, die länger beschallt wurden und viele Stromaherde aufwiesen, war die Hornhaut oft im Ganzen etwas verdickt und schlechter gefärbt. Descemet'sche Membran und Endothel waren in allen Schnitten normal.

12 Stunden nach der Beschallung erscheint die Hornhaut in den meisten Schnitten vollkommen epithelisiert, doch ist das Epithel besonders über den großen Stromaherden noch verdünnt, ein oder zweireihig und die Epithelzellen unregelmäßig gelagert. Im Stroma sind die blauen Herde noch deutlich zu sehen, in ihrer Umgebung die Hornhautlamellen entweder schlechter färbbar oder von mehr homogenem Aussehen. Die Hornhautkörperchen sind entweder ganz verschwunden oder nur schattenhaft sichtbar. Im Bereiche einzelner Herde befinden sich Leukozyten. Das übrige Stroma erscheint normal oder etwas ödematös.

Eine Woche nach der Beschallung ist die Hornhaut überall wieder normal epithelisiert und den Trübungsherden entsprechend unter der Bowman'schen Membran eine Anhäufung von stärker gefärbten unregelmäßig gelagerten spindelförmigen Zellen: die beginnende Narbenbildung.

6 Wochen nach der Beschallung sind unter der Bowman'schen Membran nur mehr zarte Narben sichtbar.

### Versuchsgruppe 3 (Gleichschall 500 kHz, Schalldruck 170 mg):

Auch in dieser Versuchsgruppe konnten wir mit der Spaltlampe neben mehr oder minder schweren Epithelveränderungen deutlich Trübungen im vor-

deren Drittel des Stroma feststellen. Die Trübungen waren vorwiegend zentral gelegen und setzten sich meist aus mehreren rundlichen bis polygonalen dicht weißen Flecken zusammen, über denen die Hornhautoberfläche deutlich eingesunken erschien. Dendritisch verzweigte Trübungsfiguren waren hier nur spärlich zu sehen. Nur bei 2 Augen kam es, vielleicht als Ausdruck einer Intensitätsschwankung im Apparat, nach einigen Minuten Beschallungsdauer zu einer scheibenförmigen dichten Trübung im Hornhautzentrum, die bis in die hinteren Schichten reichte. Bei Spaltlampenuntersuchung erschien die Hornhaut im Trübungsbereich wesentlich verdickt, an dessen Rand waren dendritische Herde angedeutet.

Die klinischen Rückbildungsvorgänge waren ähnlich wie bei der Versuchsgruppe 2, die fleckförmigen Trübungen wurden unschärfer, weniger opak. Nach einer Woche war die Hornhaut wieder vollkommen epithelisiert, die Trübungen aber noch deutlich zu sehen. Nach 6 Wochen hatten die Trübungen weiter an Dichte abgenommen. Eine Ausnahme bildeten die 2 Augen mit der scheibenförmigen Trübung, bei diesen kam es im späteren Verlauf zur Ulkusbildung und Perforation mit Bildung eines Leukoma adhaerens.

Der histologische Teil dieser Versuchsgruppe ist in Bearbeitung.

Versuchsgruppe 4 (Impulsschall 500 kHz, Schalldruck 140 mg):

Die mit Impulsschall niederer Frequenz beschallte Hornhaut zeigte ebenso

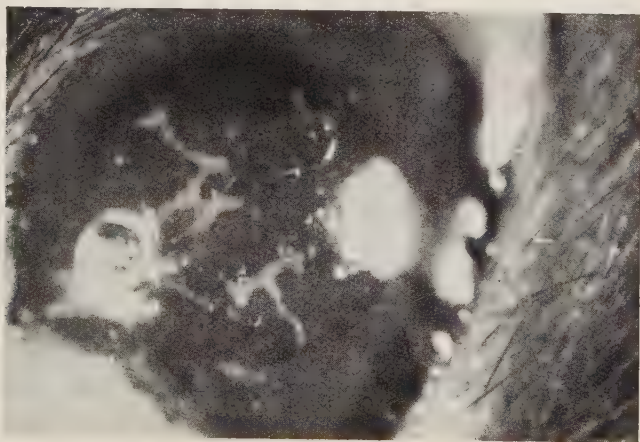


Abb. 1.

wie die einem Impulsschallfeld hoher Frequenz (1200 kHz) ausgesetzte Hornhaut die, in Versuchsreihe 2 genauer beschriebenen dendritischen Stromatrübungen. Die Trübungen verhielten sich topographisch und morphologisch gleich jenen, waren aber in ihrer Intensität und Zahl wesentlich stärker (s. Abb. 1).

Die einzelnen Trübungsfiguren waren breiter und mehr opak. Das ganze Trübungsbild hatte ein gröberes Aussehen im Gegensatz zu den bizarren Formen bei der höheren Frequenz. Auch sahen wir viel häufiger mit der Spaltlampe, besonders bei den lang beschallten Augen (15 Min.) in einzelnen Trübungsflecken Dehiszenzen, die oft wie perschnurartig aneinandergereihte Bläschen aussahen. Die in Versuchsreihen gelegentlich beobachteten Eindellungen der



Abb. 2.

Hornhaut über den Trübungen war hier häufiger und deutlicher ausgeprägt. Entsprechend der Schwere der Veränderungen waren die Rückbildungsvorgänge wesentlich langsamer, die zurückgebliebenen Narben zahlreicher und deutlicher sichtbar.

Das histologische Substrat der Trübungen war im Prinzip das Gleiche wie bei den mit hochfrequentem Impulsschall beschallten Augen, nur waren dem klinischen Bild entsprechend auch die histologischen Veränderungen intensiver und ausgedehnter: Sofort nach der Beschallung fanden wir besonders bei den länger beschallten Augen die bereits erwähnten blauen Massen an zahlreichen Stellen in großer Ausdehnung zwischen die Hornhautlamellen eingelagert oder diese ersetzend (s. Abb. 2). In vielen dieser Herde waren hier rundliche bis ovale Dehiszenzen zu sehen, mit einem mehr homogenen, sich nur wenig bläulich färbenden Inhalt, die man wohl als histologisches Substrat, der mit der Spaltlampe in manchen frischen Trübungen beobachteten bläschenartigen Hohlraumbildung, ansehen kann (s. Abb. 3). Die Eindellungen der Hornhautlamellen waren zahlreicher und stärker ausgeprägt, die Epithelveränderungen wesentlich schwerer und ausgedehnter. Die Bowman'sche Membran, die bei den mit höher frequenten Impulsschall an den meisten Schnitten unbeschädigt war, erschien hier stellenweise, vor allem bei oberflächlicher Lage der Herde, zerstört oder geschädigt und färbte sich oft mehr bläulich an.

12 Stunden nach der Beschallung war die Hornhaut größtenteils noch ohne Epithel, an anderen Stellen nur mit einem verdünnten ein- bis zweireihigen Epithel bedeckt. Die blauen Herde waren noch deutlich sichtbar, in ihrer

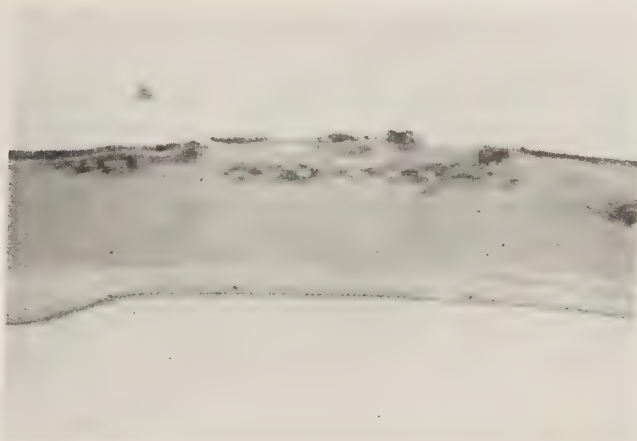


Abb. 3.

Umgebung die Lamellen oft in weiter Ausdehnung nekrotisch (s. Abb. 4). Nach einer Woche war die Hornhaut zwar überall epithelisiert, das Epithel stellenweise verdünnt und manchmal von der Unterlage abgehoben. Im Horn-

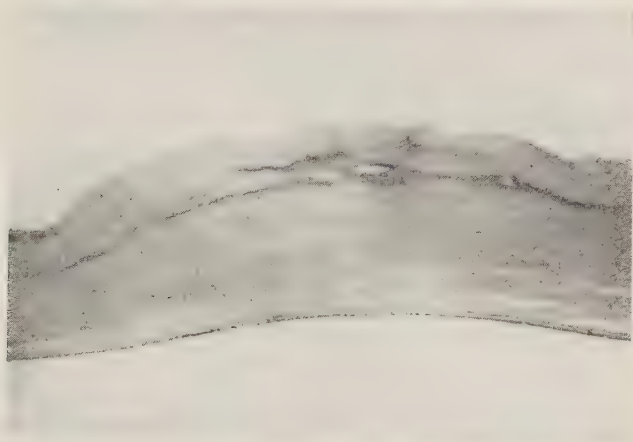


Abb. 4.

hautstroma noch zahlreiche nekrotische Stellen mit Fehlen der Hornhautkörperchen. An anderen Stellen Zellvermehrung, beginnende Narbenbildung. Nach 6 Wochen war die Hornhaut normal epithelisiert, unter der Bowman'schen Membran an zahlreichen Stellen deutlich Narben sichtbar.



Wir haben uns erlaubt, im Rahmen dieser Mitteilung auf die verschiedene Wirkung höherer und niederer U.S.-frequenzen, bezw. des Gleich- und Impulsschalles, auf die Kaninchenhornhaut hinzuweisen. Wir waren in der Lage, erstmalig histologische Veränderungen in der Hornhaut und insbesondere Gewebsdehiszenzen zu demonstrieren, die nach U.S.-einwirkung entstanden, als Kavitationseffekte angesprochen werden können. Aus diesen Untersuchungen geht hervor, daß das Hornhautgewebe unterbestimmten Voraussetzungen auf die Beschallung mit U.S. in eindeutiger Weise anspricht und daß man bestimmte wohlumschriebene Gewebsveränderungen erzeugen kann, welche zur Vorsicht bei therapeutischer *Kontakt*beschallung vorallem bei Verwendung niederer Frequenzen am menschlichen Auge mahnen.

Die Klärung der biologischen und pathologisch-anatomischen Vorgänge nach U.S. einwirkung in der Hornhaut wird Aufgabe weiterer Untersuchungen sein.

## Untersuchungen über die biologische Dosierung des Ultraschalls an Bakterien.

G. VELTMAN und KH. WOEBER

*Universitäts-Hautklinik - Bonn*

Die Tatsache einer deutlichen bakterienzerstörenden Kraft des Ultraschalls, deren Nachweis in den letzten Jahren von vielen Autoren an den verschiedensten Erregern geführt werden konnte, ist für die Ultraschallforschung von großer Wichtigkeit geworden. Sei es in der Grundlagenforschung des Ultraschalls, bei der die Frage nach dem Wirkungsmechanismus und nach der Möglichkeit einer biologischen Dosierung im Vordergrund stehen, sei es in der Bakteriologie, die hierdurch zu ausgedehnten Versuchen auf dem Gebiete der Immunbiologie und zur Erprobung neuartiger Sterilisationsmethoden angeregt wurde, überall gelang es durch Ausnutzung der bakteriziden Wirkung des Ultraschalls unter mannigfachen Änderungen der Versuchsbedingungen neue Erkenntnisse für diese Gebiete und damit letztlich auch für die Möglichkeit einer therapeutischen Anwendung des Ultraschalls zu gewinnen.

Wir haben diese bakterizide Wirkung in eigenen Untersuchungen an Tuberkelbazillen und Gonokokken durch kulturelle Züchtungsversuche und elektro-nenoptische Aufnahmen beschallter Bakterien nachweisen können und haben uns dann der besonderen Frage der Möglichkeit einer biologischen Dosierung des Ultraschalls an Bakterien zugewandt.

Zu allen weiteren Versuchen benutzten wir nur noch den *Gonokokkus intracellularis*, da er uns wegen seiner größeren Empfindlichkeit besonders geeignet erschien, feinere durch Änderung einzelner Faktoren, wie z.B. Intensität oder Zeit hervorgerufene Unterschiede anzuzeigen. Die nächsten Untersuchungen, über deren Ergebnisse von uns im vorigen Jahre auf der Erlanger Tagung ausführlich berichtet wurde, galten der Frage, ob Schallintensität und Beschallungszeit — die am meisten und leichtesten zu variierenden Faktoren — gleichermaßen für den biologischen Effekt der Zerstörung der Bakterien verantwortlich sind, oder ob einem der beiden eine größere Bedeutung beizumessen ist, d.h. ob gleichartige biologische Reaktionen auch dann zu erwarten sind, wenn Intensität und Zeit bei Konstanterhaltung des Produktes beider Faktoren

weitgehend variiert werden. Sie wurden in folgender Versuchsanordnung durchgeführt (Bild 1).

Auf den Behandlungskopf eines quarzgesteuerten U.S.-Erzeugers von 1000 kHz mit geglätteter Gleichspannung als Anodenspannung wurde ein an

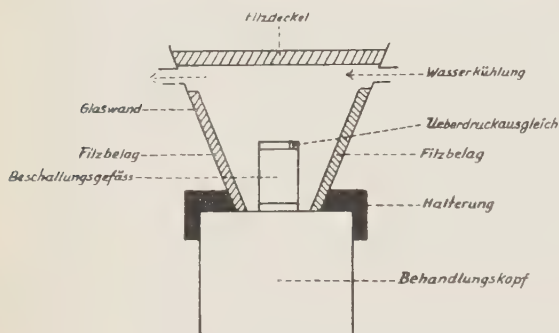


Bild. 1.

seinen Seitenflächen mit 8 mm dickem Filz belegter Glastubus fixiert. Die Bodenöffnung entsprach dem Quarzdurchmesser bei 35 mm. Der mit fließendem Wasser beschickte Glastubus wurde während der Versuche an der Wasseroberfläche in Höhe des Überlaufventils mit einem kreisrunden Filzstück abgeschlossen. Als Behälter dienten eigens konstruierte Metallgefäße mit Überdruckausgleichsvorrichtung von 16 mm Durchmesser, deren Boden und Deckplatte auf die Wellenlänge  $\lambda/2$  abgestimmt waren und somit einen optimalen Strahlendurchgang aufwiesen. Der von 24 stündiger Reinkultur auf Ascitesagar entnommene Gonokokkenrasen wurde in 0,85 %-iger Kochsalzlösung suspendiert und auf Fensterkreuzverdünnung gebracht. Die mit ansteigenden Zeiten und Intensitäten beschallten Erreger wurden unmittelbar nach dem Versuch auf den Objektträger fixiert. Nach Gramfärbung wurde in einer Zählkammer die Anzahl der morphologisch intakten Bakterien ausgezählt, die dann mit der Anzahl der in den unbeschallten Kontrollpräparaten gezählten Erregern in Relation gebracht wurde.

In der folgenden Kurve sind auf der Abszisse verschiedene Intensitätswerte, auf der Ordinate die Prozentzahl der morphologisch unveränderten Mikroben eingetragen. In Parameter sind die einzelnen Beschallungszeiten aufgeführt (Bild 2).

Die Versuche ergaben, daß von einer bestimmten Intensität an (etwa ab  $0,5 \text{ W cm}^2$ ) ein biologischer Effekt im Sinne einer Zerstörung der Bakterien

Prozentzahl d. morphol. unveränderten Go

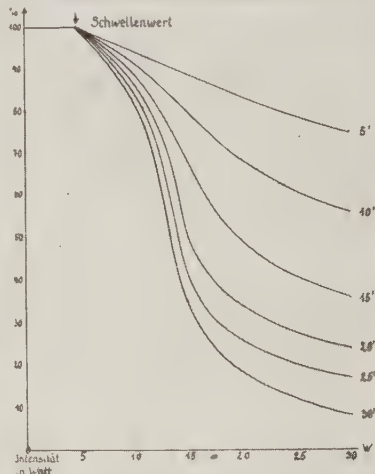


Bild. 2.

eintrat. Oberhalb dieser von uns gefundenen Intensitätsgrenze konnte sowohl bei einer Zunahme der Beschallungszeit als auch bei einer Verstärkung der Intensität eine Vergrößerung dieses Effektes beobachtet werden, wobei durch die Erhöhung der Intensität eine stärkere Beeinflussung des Effektes zu beobachten war als durch die entsprechende Verlängerung der Beschallungszeit. Unterhalb der oben erwähnten Intensitätsgrenze, die von den Verff. als *Schwellenwert* bezeichnet wird, ist eine Zerstörung der Bakterien nicht erkennbar.

Die Fortführung unserer Versuche mit dem Ziel einer biologischen Dosierung des Ultraschalls an Bakterien brachte weitere Untersuchungen der Abhängigkeit des oben beschriebenen biologischen Effektes sowohl von der Intensität und der Zeit als auch von der Frequenz, der Temperatur des die Bakteriensuspension umgebenden Mediums und der Arbeitscharakteristik des benutzten Generators. Wir verwandten hierbei folgende Versuchsanordnung:

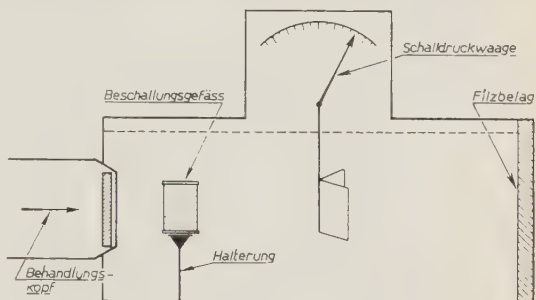


Bild 3.

Der Sendekopf des von uns benutzten Gerätes ist fest mit einer Schalldruckwaage verbunden. Der untere Schenkel des Anzeigeinstrumentes der Schalldruckwaage wird von einem in einem Winkel von 45 Grad gebogenen Metall gebildet, das in dem Strahlengang der Ultraschallwellen im Wasser hängt, während der obere Teil an einer Skala vorbeiführt, an der man die zu messenden Schalldrucke in Teilstrichen von 0 bis 50 ablesen kann. Das Wasser in der Wanne der Schalldruckwaage wurde — abgesehen von den Versuchen, in denen wir die Temperatur vorsätzlich variierten, konstant auf 30 Grad gehalten. Die Wände der Wanne sind zur Vermeidung von Schallreflektionen mit Filzplatten ausgelegt. Zwischen Sendekopf und unterem Schenkel des Schalldruckzeigers wurde in  $2\frac{1}{2}$  cm Abstand vom Behandlungskopf im Nahfeld mit einem Draht das Beschallungsgefäß befestigt. Es handelte sich um einen 20 mm (Bild 3) hohen Metallzylinder von 21 mm Durchmesser und etwa 7 cm<sup>3</sup> Inhalt, dessen Boden und Deckplatte durch dünnste Gummimembranen gebildet wurden, um eine Schallabsorption an diesen Stellen möglichst gering zu halten. Während der ganzen Dauer der Beschallung können also auf diese Weise die angezeigten Werte der Schalldruckwaage kontrolliert und konstant gehalten werden. Das Gerät selbst besitzt 2 Frequenzen von 1000 und 3000 kHz, von denen jede in 10 verschiedene Intensitätsstufen eingeteilt ist. Es arbeitet im Gegensatz zu dem oben beschriebenen Gerät, mit dem die ersten Versuche durchgeführt wurden, mit Anodenwechselspannung, d.h. es



tritt insofern eine ganz andersartige Schallabstrahlung ein, als bei jedem Spannungswechsel kurzzeitige Schallamplitudenwerte von einem Vielfachen der mittleren Amplitude abgestrahlt werden, während anschließend geringere unter

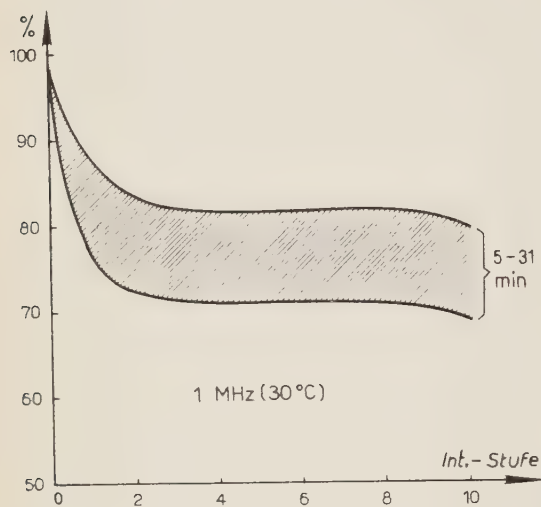


Bild 4.

dem Mittelwert liegende Intensitätswerte auftreten. Ist also die Bewegungsamplitude bei geglätteter Gleichspannung in sich gleichförmig, so steigt sie bei Wechselanodenspannung von ganz geringen zu sehr hohen Werten an, um sofort wieder abzufallen. Der Integralwert der zugeführten Leistung soll jedoch in beiden Fällen gleich groß sein.

Die Herstellung der Bakteriensuspension und das Auszählen der morphologisch intakten Erreger geschah in derselben Form wie oben.

Die Beschallung fand mit jeder der 10 Intensitätsstufen in beiden Frequenzbereichen 5, 10, 15, 20, 25 und 30 Minuten statt.

Die folgenden Kurven zeigen die Ergebnisse unserer Versuche. Entsprechend der oben gezeigten Kurve sind auf der Abszisse die einzelnen Intensitätsstufen 1-10 angegeben, auf der Ordinate die Prozentzahlen der morphologisch unveränderten Mikroben, während auch hier im Parameter die einzelnen Beschallungszeiten stehen. Der Verlauf der Kurven ist zum besseren Verständnis schematisiert. Es ergibt sich nun folgendes:

In allen Beschallungszeiten erhalten wir in Abhängigkeit (Bild 4) von der Intensität im Frequenzbereich von 1000 kHz einen biologischen Effekt (Bild 5) im Sinne der Zer-

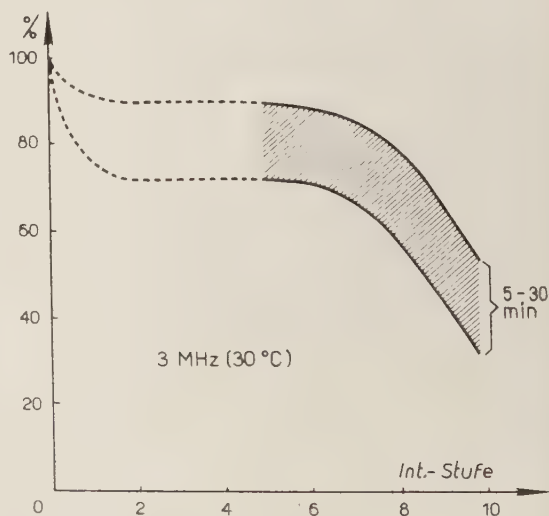


Bild 5.

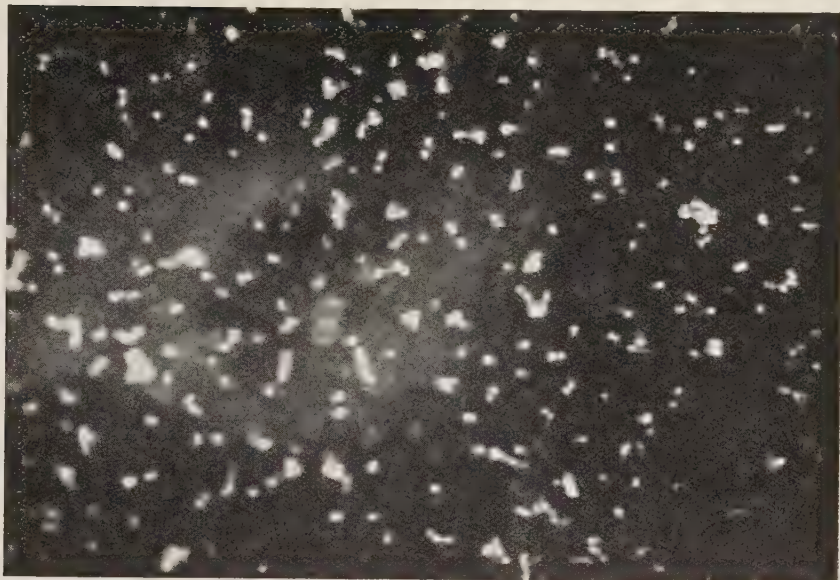


Bild 6.



Bild 7.

störung der Bakterien, wobei die einzelnen Intensitätsstufen in Bezug auf die biologische Wirkung zu Beginn nur geringe, in höheren Stufen fast keine Unterschiede mehr untereinander zeigen. Trotz der mit der Schalldruckwaage für die einzelnen Intensitätsstufen von 1-10 gemessenen Unterschiede von etwa 12-15 Teilstrichen insgesamt ist der nach diesen Schalldruckmessungen zu erwartende Unterschied in der biologischen Wirkung nur gering. Wir müssen daher annehmen, daß weder der Stufeneinteilung des Intensitätsbereiches bei

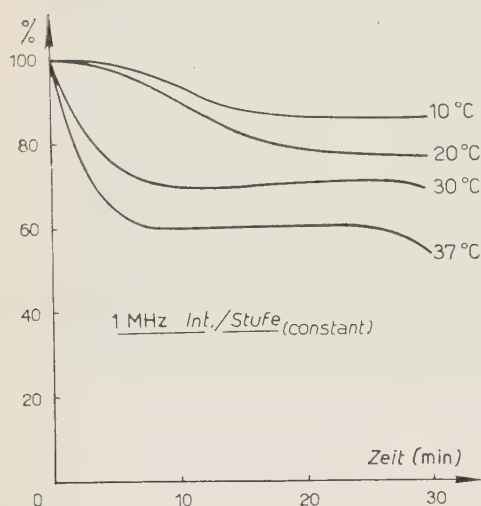


Bild 8.

diesem Gerätetyp noch den durch Messungen mit der Schalldruckwaage erhaltenen Werten eine wesentliche Bedeutung für die biologische Wirkung des Ultraschalls an Bakterien zukommt.

Die Ermittlung eines Schwellenwertes war bei diesen Versuchen nicht möglich, aber auch nicht zu erwarten, da ja bei diesem Generatortyp bei jedem Spannungswechsel kurzzeitig hohe Bewegungsamplituden vom Oscillator abgegeben werden.

In Übereinstimmung mit unseren früheren Versuchen ist auch hier der biologische Effekt von der Intensität mehr als von der Zeit

abhängig, und wir fanden, daß die Zerstörung der Bakterien zum größten Prozentsatz bereits in den ersten 5-10 Minuten erfolgte.

Dieselben Folgerungen zu ziehen gestatten uns auch die Ergebnisse der Beschallung in dem 2. Frequenzbereich von 3000 kHz. Im Allgemeinen zeigten sich keine wesentlichen Unterschiede. Wir möchten nur eine besondere Beobachtung mitteilen, die wir hierbei machen konnten.

Die Werte für die Versuche der Intensitätsstufe 1-4. waren nur schwer auszählbar, da im Gegensatz zu den sonstigen gleichmäßigen Bildern (Bild 6) eine deutliche Verklumpung und ein Verbacken der Bakterien eingetreten war (Bild 7). Es handelt sich sicher nicht um eine zufällige biologische Variation, da wir diese Versuche gerade wegen dieser Erscheinung mehrmals wiederholten und immer wieder dasselbe Bild erhielten. Eine Erklärung könnte vielleicht darin zu suchen sein, daß bei den niederen Intensitätsstufen der für den Wirkungsmechanismus der Zerreißung verantwortlich zu machende Cavitationseffekt ausbleibt, und daß die Bakterien in den Druckknoten gesammelt liegen bleiben und dort verklumpen.

Als Letztes führten wir Versuche durch, in denen wir bei sonst konstanten

Versuchsbedingungen nur die Temperatur des die Bakteriensuspension umgebenden Mediums und damit die Temperatur der Suspension selbst änderten und zwar beschallten wir die Suspension bei 10, 20, 30 und 37 Grad. Wegen der bei längerem Stehen einer Suspension eintretenden hydrolytischen Wirkung auf die Bakterien fertigten wir die Kontrollpräparate, die später mit denen beschallter Bakteriensuspensionen zahlenmäßig verglichen wurden, unmittelbar vor Beginn der jeweiligen Versuchsreihe an.

Die Kurve zeigt (Bild 8), daß die Absterberate in hohen Masse von der Temperatur abhängig ist. Während bei einer Temperatur von 10 Grad nach 30 Minuten nur etwa 10% der Bakterien zerstört sind, beträgt diese Zahl bei einer Temperatur von 37 Grad während der Beschallung nach der gleichen Zeit etwa 50%.

Wir können also annehmen, daß mit Zunahme der Temperatur die biologischen Objekte für die Wirkung des U.S. besser angreifbar werden, eine Tatsache, die auch für die therapeutische Anwendung des U.S. von großer Bedeutung sein dürfte.

Die Untersuchungen wurden mit Hilfe der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft durchgeführt, der wir für ihre Unterstützung zu besonderem Dank verpflichtet sind.



## Impulsversuche mit Ultraschall an verschiedenen biologischen Objekten.

F. WACHSMANN

*Medizinische Universitätsklinik,  
und Laboratorium für Elektromedizin der Siemens-Reiniger-Werke, Erlangen*

Verabreicht man Ultraschall einmal kontinuierlich, d.h. mit gleichbleibender Intensität ohne Unterbrechung eine bestimmte Zeit lang (Fall I, Bild 1)

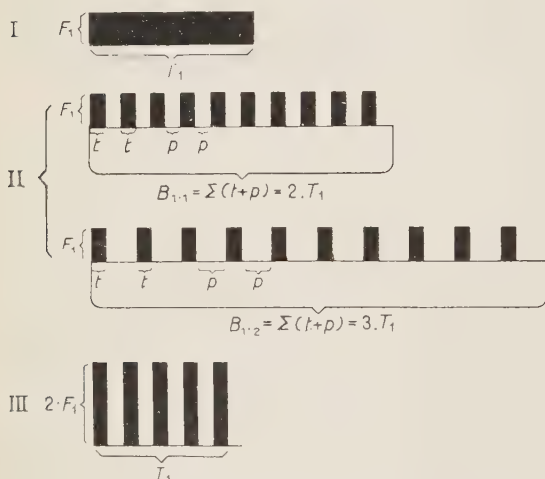


Bild 1. — Kontinuierliche (I), impulsweise Verabreichung von Ultraschall bei gleicher Intensität und verlängerter Behandlungszeit (II) und impulsweise Verabreichung mit erhöhter Intensität bei gleichbleibender Behandlungszeit (III).

zum anderen Mal aber mit der gleichen Intensität wie bei der kontinuierlichen Verabreichung, jedoch impulsweise, so daß die Dauer der Pausen ebenso groß ist wie die der Impulse (Tastverhältnis 1:1) oder größer, z.B. doppelt oder dreimal so groß (Tastverhältnis 1:2 bzw. 1:3) (Fall II), oder mit einer dem Tastverhältnis entsprechend erhöhten Intensität (Fall III), so lassen sich gewisse Schlüsse bezüglich der thermischen oder mechanischen Wirksamkeit des Ultraschalls auf biologische Objekte ziehen.

In den Fällen I, II und III werden nämlich insgesamt gleiche Energien eingestrahlt. Da im Fall II jedoch die Behandlungszeit größer ist, hat das biologische Objekt Zeit, sich in den Pausen zwischen den einzelnen Impulsen abzukühlen (II). Wird die biologische Wirkung vor allem durch die thermische Komponente bestimmt, so muß also die biologische Wirkung um so kleiner ausfallen je größer das Tastverhältnis bei Verabrei-

chung nach Fall II gewählt wird. Beim Vergleich der Verabreichungsart I mit Verabreichungsart III jedoch ist die Gesamtbehandlungszeit und somit bei gleicher insgesamt verabreichter Energie auch die Temperatur am Ende der Behandlung gleich groß. Ist somit die Wirkung des Ultraschalls bei der Verabreichungsart I und III gleich groß, so müssen thermische Komponenten für die Wirkung maßgebend sein. Fällt die Wirkung dagegen bei der Verabreichungsart III größer aus, dann müssen mechanische Komponenten entscheidend gewesen sein.

Es wird über umfangreiche biologische Impulsversuche, die an der Medizinischen Klinik in Erlangen ausgeführt wurden, auszugsweise berichtet. Dabei zeigte sich folgendes:

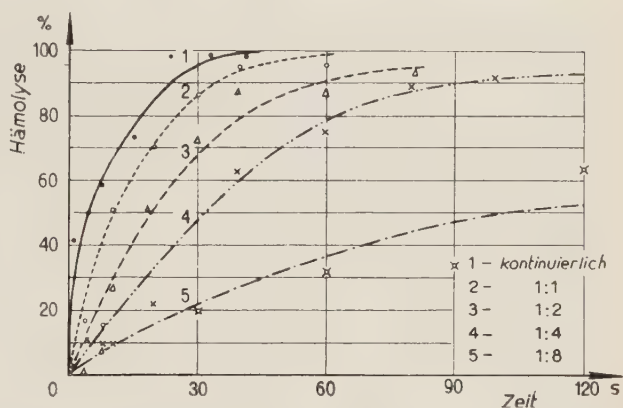


Bild 2. - Hämolyse bei kontinuierlich und impulsweise mit gleicher Intensität verabreichtem Ultraschall bei Vergrößerung des Tastverhältnisses (Fall II).

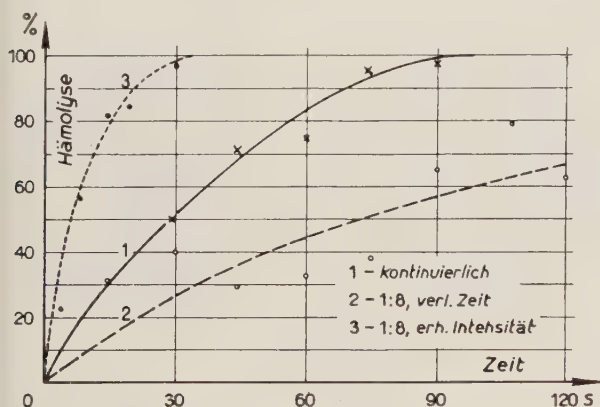


Bild 3. - Vergleich der Wirkung von Ultraschall bei Hämolyse bei kontinuierlicher Verabreichung (Kurve 1), impulsweiser Verabreichung mit gleicher Intensität und verlängerter Behandlungszeit (Kurve 2) und mit erhöhter Intensität (Kurve 3, Fall III).

viel stärkere Wirkungen auslöst (vgl. Bild 3).

Dies zeigt, daß neben der thermischen Komponente offenbar auch eine

Bei der Hämolyse ergab sich, daß impulsweise, bei gleichbleibender Intensität verabreichter Ultraschall (Fall II) um so weniger wirksam ist je größer das Tastverhältnis gewählt wird. Dies läßt auf das Vorhandensein einer thermischen Komponente schließen (Bild 2). Erhöht man jedoch die Intensität entsprechend dem Tastverhältnis (Fall III) so zeigt sich, daß der mit höherer Intensität verabreichte Ultraschall sehr

mechanische Komponente vorhanden ist, die für die Hämolyse verantwortlich zu machen ist. Dieser ist dabei deutlich größere Bedeutung beizumessen.

Anders bei Versuchen mit Erbsenkeimlingen! Bei Impulsbetrieb mit glei-

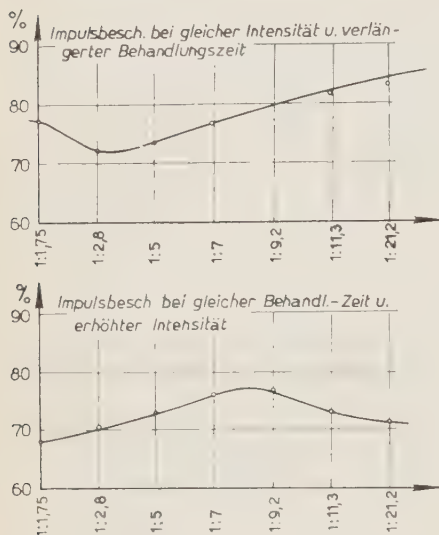


Bild 4. – Versuche mit Erbsenwurzeln. Oben: Impulsweise verabreichter Ultraschall bei gleicher Intensität und verlängerter Behandlungszeit. Unten: Impulsweise Verabreichung bei gleicher Behandlungszeit und erhöhter Intensität (Fall III).

Hieraus glauben wir schließen zu dürfen, daß für die an Wärmeblütlern beobachteten Schädigungen vor allem thermische Effekte verantwortlich zu machen sind. Es ergab sich im übrigen auch, daß der Periostschmerz nicht von der maximalen Intensität, sondern nur von der innerhalb einer bestimmten Zeit insgesamt verabreichten mittleren Energie abhängig ist. Eine Herabsetzung der Schädigungsgefahr und des Periostschmerzes ist somit bei der Verabreichung gleicher Gesamtenergien innerhalb gleicher Zeiten durch Impulsbetriebe nicht zu erreichen.

er Intensität ergeben sich bei einer Vergrößerung des Tastverhältnisses eindeutig kleinere Wirkungen (vgl. oberen Teil von Bild 4). Dies läßt auf eine thermische Wirkung schließen. Der Impulsbetrieb bei gleicher Behandlungszeit und erhöhter Intensität dagegen ergibt innerhalb eines mittleren Intensitätsverhältnisses von 1 bis 21,2 angenähert gleichbleibende Wirkungen (vgl. Bild 4 unterer Teil). D.h. also, daß in diesem Falle eine mechanische Komponente offensichtlich keine nennenswerte Rolle spielt.

Schließlich wurden umfangreiche Versuche an Extremitäten von Hunden und Kaninchen ausgeführt. Bei diesen ergab sich einheitlich, daß bei impulsweiser Verabreichung mit gleicher Intensität und verlängerter Behandlungszeit (Fall II) eine Verringerung der Wirkung eintritt und bei erhöhter Intensität und gleicher Behandlungszeit (Fall III) eine gleichbleibende Wirkung.

#### LITERATUR

- [1] G. BARTH, J. PÄTZOLD und F. WACHSMANN: *Strahlenther.*, **80**, 306-311 (1950).
- [2] G. BARTH und F. WACHSMANN: *Strahlenther.*, **81**, 649-653 (1950).

## Über den Einfluss des Ultraschalls auf die Frühentwicklung embryonalen Gewebes in Abhängigkeit von der Schallintensität.

KH. WOEBER und G. ASCHE

*Universitäts-Hautklinik - Bonn*

Die divergierenden Ergebnisse der Carcinombehandlung durch Ultraschall, die teilweise zerstörende, teilweise aber auch wachstumsanregende Effekte des U.S. auf carcinomatöses Gewebe zu erkennen gaben, ließen uns Versuche zur Erhellung der Frage nach der qualitativen Wirkungsweise an schnellwachsendem Gewebe gerechtfertigt erscheinen. Wir wählten hierzu embryonales tierisches Gewebe, dessen Zellen im Hinblick auf die hohe Wachstumstendenz, den Gehalt an Pentosenukleotiden im Cytoplasma und vor allem die



Bild 1.

Empfindlichkeit gegen gewisse Einflüsse einem bösartig wuchernden Zellverband als weitgehend äquivalent angenommen werden dürfen.

Um bei optimalem Schallkontakt gleichzeitig physiologische Verhältnisse zu gewährleisten, wurden die Versuche im Wasserbad an befruchteten Eiern von *Rana temporaria* durchgeführt.

In drei verschiedenen Terminationsperioden, nämlich im Zweizellenstadium, als Blastula, das heißt bei beginnender Gastrulation und während der Neurulation, wurde das Versuchsmaterial mit U.S. behandelt. Es befand sich während



der Beschallung in einem cylindrischen Gefäß, das durch Metallplatten verschlossen war. Dieser Cylinder wurde dem Schallkopf aufgesetzt und während der Einwirkung durch U.S. von Kühlwasser umflossen. Der Schallgenerator war ein Gerät (Firma Ultrakust) mit einer Frequenz von 1000 kHz. Die Resultate zeigten von der Intensität abhängige, völlig verschiedenartige Reaktionen (Bild 2). So überstanden von den Eiern in der ersten Furchung nach

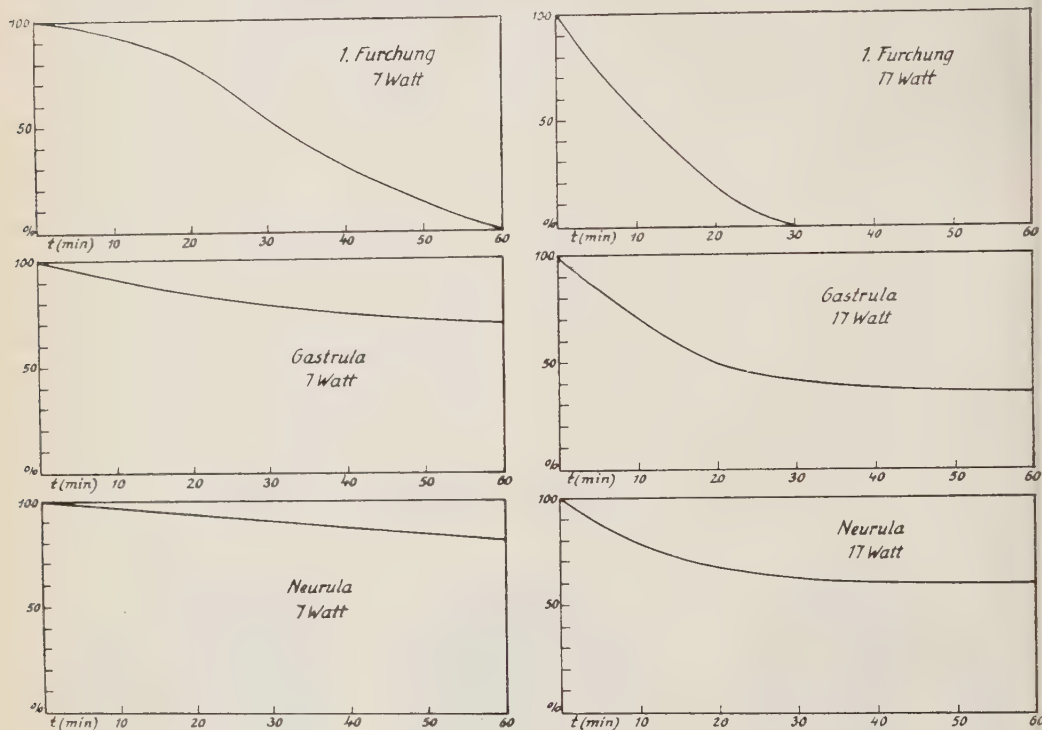


Bild 2.

Behandlung mit geringer Intensität von ca  $0,7 \text{ W/cm}^2$  etwa 80% eine 20 Minuten dauernde Beschallung, nach 30 Min. waren es noch 50%, während die 60 Min. lang beschallten Eier alle ohne Weiterentwicklung abstarben.

Im Blastula-Gastrulastadium lebten nach 30 min dauernder Einwirkung noch 80%, nach 60 min noch etwa 70% der exponierten Eier weiter. Das Neurulastadium reagierte am schwächsten. So überstanden etwa 90% die 30 min dauernde und 80% die 60 min dauernde Beschallung. Die Reaktionen auf die Behandlung mit höherer Intensität, ca  $1,7 \text{ W/cm}^2$  entsprechen denen nach der Behandlung mit geringer Leistung, jedoch zeigten die Kurven einen steileren Verlauf. So waren im Zweizellenstadium nach schon 10 min die Überlebenden auf 50% reduziert, nach 20 min waren es etwa 15%, und von den 30 min lang beschallten Embryonen blieb keines am Leben.

Die Gastrulae starben nach 20 min dauernder Exposition zu etwa 50 %, nach 40 min zu 55 % ab. Am Leben blieben nach 60 min dauernder Behandlung

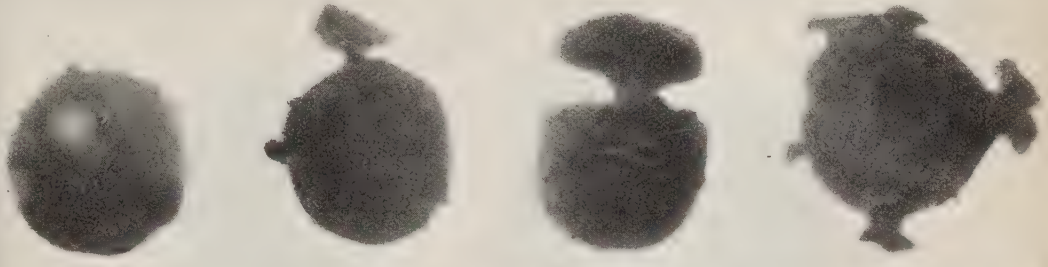


Bild 3.

40 %. Als am meisten resistent erwiesen sich wiederum die Eier im Zustand der Neurulation. Hier sank zwar die Zahl der Überlebenden nach 20 min auf 65 % herab, jedoch nahm die Kurve von diesem Zeitpunkt an einen ähnlich flachen Verlauf wie bei den mit 7 W behandelten Neurulae. Nach 60 min blieben noch 60 % am Leben.

Durch Vergleichen der nebeneinanderliegenden Kurven ersehen wir, welchen Einfluß die angewandte Schalleistung auf die Vitalität der Tiere hat, während die übereinanderliegenden Kurven die Abhängigkeit der Absterbeziffer von der Differenzierung und Ausreifung zeigen. Nach Behandlung mit hoher Intensität fanden wir bei einigen Eiern schon makroskopisch sichtbare Deformationen, die wir als Eruptionen bezeichneten. Es scheint sich dabei um mechanische Ermüdungserscheinungen der Eihülle und der Zellmembran zu handeln, deren Ursache in der Cavitation liegen kann (Bild 3).

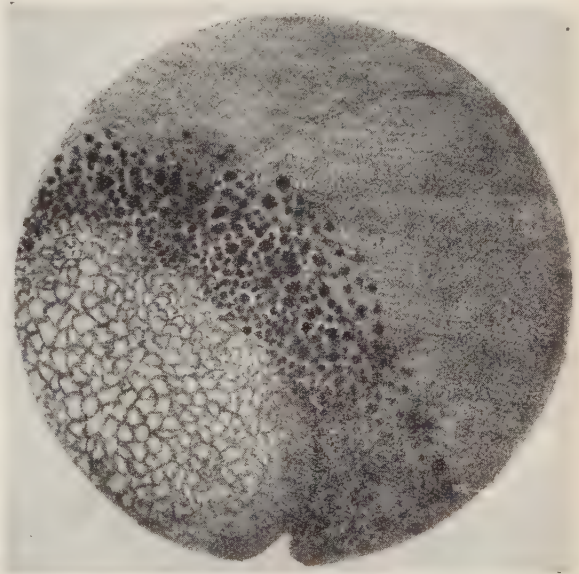


Bild 4.

Unter der Lupe ließen die Eier im Blastulastadium eine weitere Verände-

rung erkennen. Ein bestimmter Bezirk, die sogenannte Randzone wies eine schaumig-kleinblasige Struktur auf, es scheint sich hier um das an ein begrenztes Gebiet gebundene Auftreten von Gasblasen zu handeln, das durch tixotropische Vorgänge begünstigt wird (Bild 4). Das betroffene Gebiet ent-

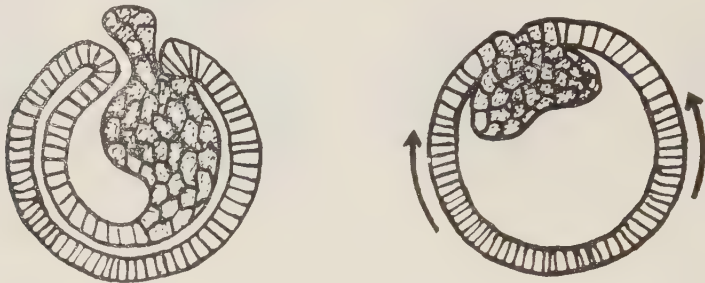


Bild 5.

spricht entwicklungsgeschichtlich dem praesumptiven Chorda-Mesodermgebiet, das auch die Organanlagen für den Urmund enthält und so in Beziehung zum späteren After steht (Bild 5). Wir fanden, daß aus diesen Embryonen Tiere entstanden, die einen unvollständigen Schluß der Analöffnung aufwiesen.

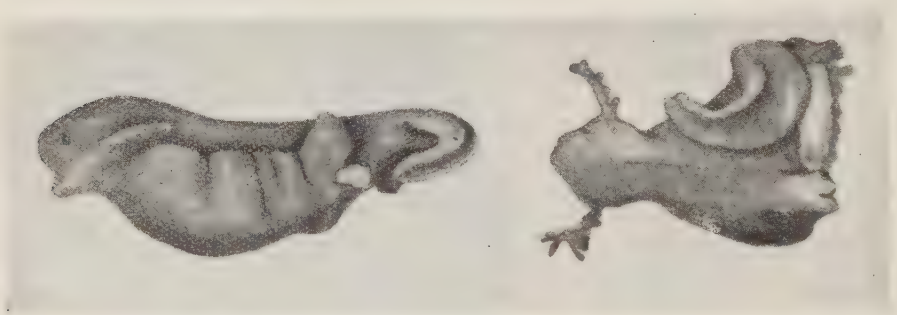


Bild 6.

Teilweise ragte noch der Rusconische Dotterpfropf aus der Urmundöffnung (Bild 6).

Zur Zeit der Neurulation scheinen andere Voraussetzungen für die Beeinflussung durch Ultraschall zu bestehen. Die Differenzierung des Nervengewebes rückt hier bestimmend in den Vordergrund. Nach CASPERSSON enthält die Nervenzelle in ihrem Cytoplasma Pentosenukleotidmengen, welche sich mit den in der Eizelle vorhandenen vergleichen lassen, jedoch wird diese Zelle gerade durch ihre relative Unfähigkeit gekennzeichnet, eine Zellteilung durchzumachen oder weiterzuwachsen. Wir dürfen also hier mit einer besonders kräftigen Reaktion rechnen, die sich nach RIBBERT in einer fehlerhaften Ent-

wicklung der Hüllen des Rückenmarks manifestieren kann (Bild 7 und 7a). So zeichneten sich diese Mißbildungen durch sogenannte dysraphische Störungen aus.

Neben diesen als bionegavit zu bezeichnenden Effekten stellten wir fest,

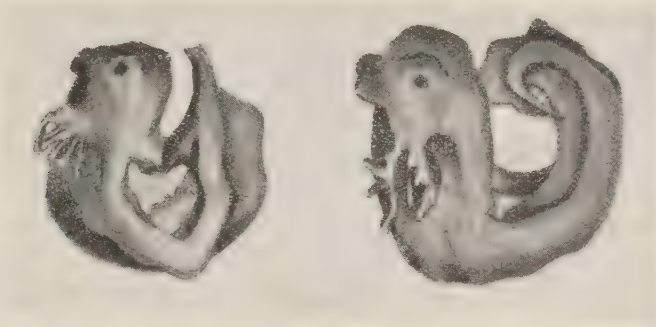


Bild 7.

daß nach Anwendung geringer Intensitäten eine offensichtlich vitalitätsfördernde Wirkung vorhanden war. Diese vitalitätsfördernde, also biopositive Wirkung, ließ sich in einem temporär verstärkten Wachstum der Kaulquappen, welche im Stadium der embryonalen Frühentwicklung beschallt worden waren, erkennen. Wenn die Tiere 10 Tage nach der Beschallung gemessen wurden, konnten wir beobachten, daß ihre durchschnittlichen Längenmasse bis zu 25% gegenüber dem unbeschallten Kontrollgut zugenommen hatten. Allerdings wurden diese in der Entwicklung angeregten Kaulquappen im weiteren Verlauf ihrer Metamorphose noch vor dem Übergang zum Endzustand des Amphibiums von den Kontrollen sowohl in der Länge als auch in dem zeitlichen Ablauf der Entwicklung wieder eingeholt.

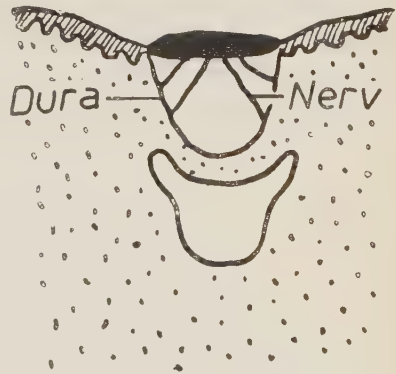


Bild 7a.

Die eben beschriebene biopositive Wirkung war experimentell zwar auch bei höheren Intensitäten zu beobachten, dort aber nur während eines zeitlich kurzen Intervalles bei kürzesten Beschallungszeiten. Mit abnehmender Intensität mußte die Beschallungszeit, die zu diesem anregenden Effekt führte, erhöht werden, bis schließlich unterhalb einer bestimmten Intensität, einem *Schwellenwert*, beliebige Beschallungszeiten gewählt werden konnten, die zu einem anregenden Effekt führten.

Diese Untersuchungen lassen vielleicht folgende Schlüsse zu.



1.) In bestimmten Entwicklungsstufen des Embryo werden primär selektiv bestimmte ontogenetisch zusammengehörige Zellgruppen vom U.S. angegriffen.

2.) Die qualitative Wirkungsweise des U.S. ist weitgehend von der zugeführten Intensität abhängig, insofern als mit geringen Intensitäten vorwiegend biopositive Wirkungen, mit hohen Schallintensitäten vorwiegend bionegative, zerstörende, Wirkungen am embryonalen Gewebe zu beobachten sind.

3.) Die Höhe der Schallintensität, die noch zu einem biopositiven Effekt bzw. schon zu einem bionegativen Effekt auf das embryonale Gewebe führen wird, ist weitgehend von dem Entwicklungs- und Ausreifungszustand des Embryo abhängig. Es werden nämlich weniger ausdifferenzierte Gewebe eher von geringeren Schallintensitäten geschädigt als ein bereits ausdifferenzierter Zellenverband.

Aus diesen Ergebnissen lassen sich folgende Annahmen für eine Carcinomtherapie mit U.S. rechtfertigen, ohne daß wir auf physikalische oder technische Probleme, die hierbei noch in den Vordergrund treten, eingehen.

a) Nur relativ hohe Schallintensitäten lassen einen zerstörenden Effekt an neoplastischem Gewebe erwarten.

b) Die Höhe der zu wählenden Schallintensität richtet sich nach dem Aufbau des Carcinomgewebes, und damit nach seiner *U.S.-Sensibilität*.

Die Untersuchungen wurden mit Hilfe der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft durchgeführt, der wir für ihre Unterstützung zu besonderem Dank verpflichtet sind.

## Untersuchungen über den Einfluss des Ultraschalls auf die serologischen Blutreaktionen und die Serumeiweisskörper mit Hilfe der Ultrazentrifuge.

KH. WOEBER

*Universitäts-Hautklinik - Bonn*

W. SYBERTZ

*Anorganisch-physikalisches Laboratorium der Bayer-Werke - Leverkusen*

Die Frage nach dem Wirkungsmodus des U.S. führte uns dazu, in vitro Beschallungen von Blutseren vorzunehmen, um dort eventuelle Veränderungen an diesem komplexen kolloidalen System zu studieren. Wir versuchten diese Veränderungen mit Hilfe der allgemein bekannten serologischen Reaktion nach Wassermann, und gegebenenfalls der Klärungsreaktion nach Meinicke bzw. der Flockungsreaktion nach Kahn faßbar zu machen. Die Art der Untersuchungsmethodik brachte es mit sich, neben gesunden, also seronegativen Probanden, auch eindeutig seropositive Fälle von Luetikern zu untersuchen.

### Versuchsanordnung.

Auf dem Behandlungskopf eines serienmäßig hergestellten U.S.-Erzeugers von 1000 kHz (durch Quarzsteuerung frequenzstabilisiert, « Ultrasonator ») befand sich ein zylinderförmiges oben offenes Glasgefäß, dessen Boden aus einer auf die Wellenlänge  $\lambda$  abgestimmten Edelstahlplatte bestand. Eine einfache Kühlungseinrichtung mit fließendem Wasser ermöglichte ständig ein Arbeiten unter 18 °C. Die mittlere Intensität am Behandlungskopf betrug ungefähr 2,8 W/cm<sup>2</sup>; die Dauer der Beschallung 60 Minuten.

Wir entnahmen unseren Patienten jeweils 15 cm<sup>3</sup> Blut aus der Cubitalvene, ließen das Serum abstehen und zentrifugierten es. 2 cm<sup>3</sup> dieses Nativserums verwendeten wir für die Beschallungen; die gleiche unbeschallte Menge war für die serologische Kontrolle vorgesehen. Von den beschallten Nativseren und den unbeschallten aktiven Kontrollseren wurde anschließend die Meinicke-

Klärungsreaktion angesetzt und nach Inaktivierung in üblicher Weise die WaR und die Kahn'sche Flockungsreaktion durchgeführt.

Bei der Beschallung zeigte das Serum, das an seiner Oberfläche frei an Luft grenzte, eine starke Sprudelbildung und Vernebelung. Nach durchgeführter Beschallung erschienen die Seren durchsichtiger als zuvor. Sie hatten einen penetrant unangenehmen Geruch angenommen, der an Leim erinnerte.

### Ergebnisse.

Wir untersuchten auf diese eben angegebene Weise bisher 250 Blutseren von insgesamt 120 Personen, worunter sich 11 klinisch gesunde Personen, bei denen keinerlei Suspekt auf eine venerische Infektion vorlag, als Kontrollen befanden. Die restlichen 109 Seren stammten von Personen, die sich zu irgendeinem Zeitpunkt eineluetische Infektion zugezogen hatten. Ihrem klinischen Erscheinungsbild und dem serologischen Blutbefund nach konnten wir alle untersuchten Fälle in die bekannten Stadien der Lues (Lues I, seronegativ und seropositiv, Lues II, Lues latens, Lues congenita, Tabes, Paralyse) einordnen. Aus Gründen der besseren Übersicht sind die Fälle in dieser Arbeit jedoch nach einem anderen Gesichtspunkt geordnet, nämlich nach ihrem Befund in der WaR bzw. nach der Menge des verabfolgten antiluetischen Medikamentes. Wir unterscheiden deshalb folgende Gruppen:

1.) In der WaR *negative* Luetiker aller Stadien vor, während oder nach einer spezifischen Behandlung.

2.) In der WaR *positive* Luetiker aller Stadien vor einer spezifischen Behandlung.

3.) In der WaR *positive* Luetiker aller Stadien während oder nach einer spezifischen Behandlung.

Orientierende Vorversuche mit einer Beschallungszeit von 10 und 15 Minuten zeigten bei 12 Seren, die von behandelten und unbehandelten Luetikern aller Stadien sowie von gesunden Kontrollpersonen stammten, keine Veränderungen der serologischen Reaktionen. Die späterhin mit 60 Minuten beschallten Seren wiesen jedoch im Vergleich zu den zur gleichen Zeit entnommenen unbeschallten Kontrollen derselben Personen folgende Ergebnisse auf:

1.) Das *gesunden* Probanden entnommene und in allen Reaktionen *negative* Serum blieb nach Beschallung unverändert *negativ*.

2.) WaR-negative Reaktionen von *in Behandlung stehenden* oder auch durchbehandelten Luetikern blieben gleichfalls nach Beschallung unverändert *negativ*. Dabei zeigten die teilweise noch positiven Nebenreaktionen in einigen Fällen nach der Beschallung eine Abschwächung oder Negativierung, bei den übrigen ließen sich keine Veränderungen gegenüber den unbeschallten Kontrollen nachweisen.

3.) Bei den bisher völlig *unbehandelten* und in den Seroreaktionen positiven Luetikern aller Stadien konnte bei den von uns untersuchten Seren trotz Beschallung *kein Umschlag der WaR* oder der Nebenreaktionen festgestellt werden. Lediglich ein geringgradiger Rückgang der WaR (von stark positiv zu positivem Ausfall) war in wenigen Fällen zu beobachten: die Nebenreaktionen blieben unbeeinflusst. Auch bei längeren Beschallungszeiten (90 Minuten), die wir in einigen Fällen anwendeten, blieben die Reaktionen unverändert positiv.

4.) Die Untersuchungen von in der WaR-positiven und in *Behandlung stehenden* Luetikern zeigten jedoch besonders augenfällige Veränderungen. Bei einem Teil der beschallten Luetikerseren war eine Negativierung, bei einem anderen Teil nur eine graduell verschieden starke Abschwächung, bei einem dritten keine Veränderung gegenüber den in den Kontrolluntersuchungen positiv befundenen WaR zu erkennen. Auch in den Nebenreaktionen waren diese Veränderungen zu bemerken, obwohl sie nicht mit den jeweiligen WaR gleichartig verliefen. Eine Negativierung in der WaR zeigten alle die Luetiker, denen bereits eine gewisse Dosis des antiluetischen Heilmittels — worauf wir später noch zu sprechen kommen — zugeführt worden war. Bei den übrigen Seren, die lediglich eine Abschwächung oder gar keine Änderung aufwiesen, handelte es sich um Patienten, die sich erst kurze Zeit zuvor in eine antiluetische Behandlung begeben und demzufolge nur eine geringe Dosis des Medikamentes (Salvarsan, Bismogenol, Penicillin) erhalten hatten. Es war also durchaus möglich, bei ein und demselben seropositiven Luetiker durch laufende serologische Untersuchungen vor und während der antiluetischen Behandlung nach Beschallung des Serums zunächst einen noch positiven Ausfall der WaR, dann allmählich eine Abschwächung und schließlich ein völliges Umschlagen der WaR ins Negative zu beobachten.

In den folgenden Tabellen (siehe Fall I-III) sind Luesfälle verschiedener klinischer Stadien aufgeführt, bei welchen es uns gelang, während einer antiluetischen Behandlung laufend Blutentnahmen durchzuführen. Da diese Fälle in Bezug auf unsere Untersuchungen charakteristische Befunde zeigen, seien sie hier demonstriert.

Bei Fall I, einer Lues latens, ist der Beginn der Abschwächung der WaR nach Beschallung bereits nach der 1. Salv-Injektion festzustellen, das endgültige Negativieren erst nach der letzten Injektion der 1. Kur. Die unbeschallten Kontrollen sind jedoch auch späterhin noch positiv verblieben. Fall II, eine floride Lues I-II, wurde mit 6 Mega Penicillin behandelt. Eine Abschwächung der WaR erfolgte in der zweiten Hälfte der Kur, der völlige Umschlag wurde jedoch erst bei der anschließenden Salv.-Bismog.-Kur nach Verabfolgung von 0,5 g Salv. erreicht. Bei Fall III, der in früheren Jahren schon einmal eine ausreichende antiluetische Behandlung erhalten hatte, schlug die WaR nach Beschallung schon bei der ersten Injektion von 0,3 g Salv. um.

An Hand dieser und weiterer bisher untersuchter Fälle ist die Frage, welche



Faktoren für den Umschlag der WaR durch eine Beschallung verantwortlich zu machen sind, nicht endgültig zu klären.

Zweifellos ist die zugeführte Menge des antiluetischen Heilmittels sowie seine Wirkungszeit im Körper von Bedeutung, da erst von einer gewissen Dosis ab, die in den einzelnen Fällen verschieden groß ist und eine gewisse zeitlang eingewirkt haben muß, ein Umschlag der WaR eintritt. Weiterhin ist der Zeitpunkt der Infektion bzw. das klinische Stadium der Erkrankung zu berücksichtigen, da frühluetische Fälle meist eher eine Veränderung im

## FALL I.

H., Peter, 22 Jahre. *Diagnose*: Lues Lat. Infekt.: VII/49. I. komb. Salv.-Bismog.-Kur

Datum 1950	Medik. Dosis	vor Beschallung			nach Beschallung		
		WaR	MKR	Kahn	WaR	MKR	Kahn
18.2.	—	+++	+++	+++	+++	+++	+++
21.2.	0,3 g Salv.	+++	+++	+++	++	+++	+++
22.2.	0,75 g »	+++	+++	+++	—	+++	+++
23.2.	1,20 g »	+++	+++	+++	++	+++	+++
27.2.	1,65 g »	+++	+++	+++	++	+++	+++
4.3.	2,55 g »	+++	+++	+++	+++	+++	+++
7.3.	3,45 g »	+++	+++	+++	+++	+++	+++
12.3.	3,45 g »	+++	+++	+++	+++	+++	+++
13.3.	3,90 g »	+++	+++	+++	(+)	+++	+++
14.3.	4,35 g »	+++	+++	+++	+++	+++	+++
15.3.	4,80 g »	+++	+++	+++	+	+++	+++
16.3.	5,25 g »	+++	+++	+++	—	+++	+++
3.4.	Ende d. Kur.	++	+++	+++	—	++	++

serologischen Befund nach Beschallung zeigen als spätluetische: schließlich ist aber auch das als Antisyphiliticum verwandte Medikament entscheidend, da Arsen- und Wismutpräparate den Umschlag eher herbeiführen als Penicillin, trotzdem mit beiden der gleiche therapeutische Effekt erzielt wird.

Wir versuchten, diese auffallenden Ergebnisse einer Klärung dadurch näher zu bringen, daß wir die an den serologischen Reaktionen teilhabenden Kolloide und die an ihnen vielleicht aufgetretenen Veränderungen sichtbar zu machen bestrebt waren. Hierbei entsannen wir uns einer Untersuchungsmethode, die seinerzeit von JACOBSTHAL beschrieben worden ist und darauf beruht, daß es möglich sein soll, auf optischem Wege die Diagnose einer Lues zu stellen. JACOBSTHAL beobachtete nach Hinzufügen eines alkoholischen Lues-Leber-Extraktes in Kochsalzlösung zum Luetikerserum eine im Dunkelfeld sichtbare grobschollige Präzipitatbildung. Diese Präzipitatbildung sollte durch gegenseitige Ausfällung zweier Kolloide, nämlich des Extraktes und der Serum-

globuline des Luetikers, zustande kommen. Bei nichtluetischen Personen war diese Präzipitatbildung nicht nachzuweisen.

## FALL II.

K., Otto, 21 Jahre. *Diagnose*: floride Lues I/II. Infekt.: 18.2.50. I. Kur: 6 Mega Penic. + komb. Salv.-Bismog.-Kur.

Datum 1950	Medikam.-Dosis	vor Beschallung			nach Beschallung		
		WaR	MKR	Kahn	WaR	MKR	Kahn
6.5.	0,4 Mega Penic.	+++	+++	+++	+++	+++	+++
7.5.	0,8 » »	+++	+++	+++	+++	+++	+++
8.5.	1,2 » »	+++	+++	+++	+++	+++	++
9.5.	1,6 » »	+++	+++	+++	+++	+++	
10.5.	2,0 » »	+++	+++	+++	+++	+++	
11.5.	2,4 » »	+++	+++	+++	+++	+++	+++
13.5.	2,8 » »	+++	+++	++	+++	+++	++
15.5.	3,2 » »	+++	+++	+++	+++	+++	
16.5.	3,6 » »	+++	+++	+++	++	+++	
22.5.	6,0 » »	+++	+++	+++	++	+++	
24.5.	6,0 » »	+++	+++	+++	+(+)	+++	+++
25.5.	0,3 g Salv. + 2 g Bi						
	6,0 Mega Penic. u.	+++	+++	+++	+(+)	+++	+++
27.5.	0,3 g Salv. + 2 g Bi						
	6,0 Mega Penic. u.	+++	+++	+++	—	+++	+++
	0,5 g Salv. + 4 g Bi						

## FALL III.

B., Elli, 24 Jahre. *Diagnose*: Lues II (Reinfekt!). Frühere Behandlung: VII-47 - X/48  
3 komb. Salv.-Bismog.-Kuren darauf serolog. in allen Reakt. negativ.

Datum 1950	Medik.- Dosis	vor Beschallung			nach Beschallung		
		WaR	MKR	Kahn	WaR	MKR	Kahn
19.4.	0,45 g Salv.	+++	+++	+++	(+)	+++	+++
22.4.	0,90 g »	++	+++	+++	—	+++	+++
26.4.	1,35 g »	+	+++	+++	—	+++	+++
29.4.	1,80 g »	++	+++	+++	—	+++	+++
3.5.	2,25 g »	++	+++	+++	—	+++	+++
6.5.	2,70 g »	(+)	+++	+++	—	+++	+++
19.5.	4,35 g »	—	+++	+	—	++	+

Auch wir konnten nach Innehaltung der angegebenen Versuchsbedingungen bei Beobachtung der positiven Luesseren im Dunkelfeld die von JACOBSTHAL

beschriebenen Präzipitate wahrnehmen, die sich als granulierten, oft zusammenhängende, ungleich große Elemente von schaumartiger Struktur darboten (siehe Bild). Diese Präzipitate waren bei den beschallten und dabei positiv verbliebenen Seren der unbehandelten Luetiker ebenfalls sichtbar, während bei den nach Beschallung negativierten Seren der behandelten Luetiker keine Präzipitatformung mehr nachweisbar war.

Aus letzterer Beobachtung läßt sich schließen, daß irgendeine Veränderung der vorhandenen Serumeiweißkörper eingetreten sein muß, die eine Präzipitatformung verhindert, aus ersterem, daß die Beschallung allein aber nicht in der Lage ist, diese Veränderung hervorzurufen. Erst in Verbindung mit einem antiluetisch wirksamen Mittel tritt sie ein, aber allem Anschein nach auch erst dann, wenn eine bestimmte Mindestdosis des Medikamentes bereits verabfolgt wurde, die von Fall zu Fall verschieden ist. Das Zusammenwirken beider Komponenten scheint also für den Ausfall der Reaktion entscheidend zu sein.

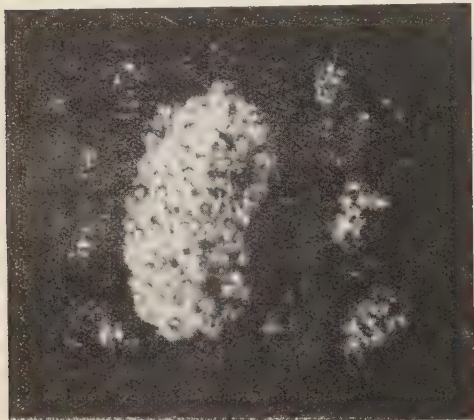


Bild 1.

Um die Annahme, daß eine Änderung der Serumeiweißkörper durch die Beschallung hervorgerufen werden kann, zu erhärten, unternahmen wir Untersuchungen mit der Ultrazentrifuge (Fabrikat Phywe, Göttingen, maximale Beschleunigung 130 000 g). Wir zentrifugierten bisher über 30 beschallte Nativseren mit den entsprechenden unbeschallten Kontrollen. Die Ergebnisse zeigten, daß bei korrespondierenden beschallten und unbeschallten Seren sich in der Tat Unterschiede in den Sedimentationskonstanten, d.h. den Molekulargewichten der einzelnen bei der Zentrifugierung gewonnenen Serumbestandteile, nachweisen ließen. Dies war sowohl bei der 4,5-Komponente wie bei der 7-Komponente, die nach PEDERSEN das Albumin und Globulin enthalten, festzustellen. Diese Verschiebungen ließen sich aber gleichermaßen bei den beschallten WaR-negativen und WaR-positiven Seren erkennen. Da die derzeitigen Ultrazentrifugen in Deutschland technisch noch nicht so weit entwickelt sind, daß sie immer eine völlige Differenzierung der trennbaren Bestandteile des Serums, so wie sie SVEDBERG und PEDERSEN erzielen konnten, erlauben, konnten wir lediglich gröbere Unterschiede registrieren. Diese genügten aber schon, um Verschiebungen der Grenzwerte der Sedimentationskonstanten bis zu 20% und mehr bei 2 korrespondierenden Serenproben festzustellen. Diese Veränderungen waren aber nicht in allen Fällen gleichsinnig. Wir konnten

sowohl ein Ansteigen wie ein Abfallen, ein Zusammenrücken wie ein Auseinandergehen der Grenzwerte der Sedimentationskonstanten nach Beschallung beobachten, d.h. daß man nach dem augenblicklichen Stand der Forschung noch nicht in der Lage ist, eine klare und eindeutige Aussage über die Veränderungen der Molekulargewichte beschallter Blutseren zu machen.

Die Untersuchungen wurden mit Hilfe der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft durchgeführt, der wir für ihre Unterstützung zu besonderem Dank verpflichtet sind.



## Untersuchungen über die Resistenz von Leukocyten im Normal- und Fieberblut.

L. WYT

*Ultraschallstation der II. Univ. Klinik für H., N., O. Kh. - Wien*

Die Wirkung von U.S. Wellen auf die roten Blutkörperchen wurde auf Grund von Vitroversuchen wiederholt beschrieben. Ich erinnere da an die Arbeiten von DOGNON und SIMOND, WACHSMANN u.a. Daß hierbei Veränderungen bei genügend langer Beschallungszeit und genügend hoher Intensität zu erwarten waren, war voraussichtlich. Die Fragestellung zu der folgenden Untersuchung ging jedoch von anderen theoretischen Erwägungen aus, deren *eingehendere* Erörterung den Rahmen dieser vorläufigen Mitteilung überschreiten würde.

Die Funktion des Wassers als Dipol, als Quellungswasser, als Träger des so wichtigen osmotischen Druckes — um nur die wichtigsten zu nennen — läßt erkennen, daß der Wassergehalt der Zelle für ihre physiologische Funktion und damit für ihre Lebensäußerung von größter Bedeutung ist. Die Erkenntnis, daß Gewebe und Zellen im Alter wasserärmer als in der Jugend sind, ist eine der Hauptgründe für die geänderten Zellfunktionen, die unter dem Begriff des Alterns zusammengefaßt werden. Diesen Vorgängen, die nach J. W. SCHMID durch Lipoidveränderungen in den peripheren Zellteilen bedingt sind, sind zweifellos alle Körperzellen unterworfen.

Auf Grund des Verhaltens, der Funktion und der Aufgaben der Leukocyten sprach vieles dafür, daß obige Erwägungen auch für diese Blutzellen Geltung haben. Eine Änderung des Wassergehaltes und damit der kolloidalen Struktur mußte aber eine Änderung der Resistenz gegen schädigende Noxen bedingen. Die Untersuchung im mechanischen Wellenfeld war am naheliegendsten und die Problemstellung damit gegeben.

*Methodik.* — 4 cm<sup>3</sup> Venenblut wurden mit 1 cm<sup>3</sup> physiologischer Natriumcitratlösung ohne Schütteln gut vermischt. Dieses Citratblut wurde dann in zwei Portionen geteilt und die Leukocytenzahl und Differenzialzählung in der bekannten Weise bestimmt. Nach Messung des Schalldruckes mittels der Schall-

waage wurde die eine Portion in einem etwa 2 cm weitem Glasröhrchen mit Gummiboden den Ultraschallwellen ausgesetzt. Die Frequenz betrug 1 200 kHz; der Wechselschall war mit 50 Hz moduliert. Der Schalldruck im zentralen Schallfeld gemessen auf eine Kugel von 10.8 mm Durchmesser betrug etwa 140 Milligramm. Hierbei ist zu beachten, daß der Gummiboden kleiner als  $\lambda/2$  sein soll. Um das eine exakte und reproduzierbare Dosierung störende Interferenznahefeld auszuschalten, ist das Röhrchen in genügend weiter Entfernung vom Schwingquarz zu fixieren. Die geringste Entfernung wird durch die Formel  $R^2/\lambda$  bestimmt, wobei der  $R$  Radius des Quarzes  $\lambda$  die Wellenlänge bedeuten (BORN). Als Koppelflüssigkeit zwischen dem Quarz und dem Gummiboden des Glasröhrchens wurde Wasser verwendet. Während der Beschallung wurde darauf geachtet, daß die Temperatur des Wassers und damit des beschallten Blutes die Temperatur des Kontrollblutes — also die Zimmertemperatur — nicht überschritt, was durch eine Umlaufkühlung erreicht wurde. Nach 5, 10 und 15 Minuten wurde jeweils Blut zur Leukocyten- und Differenzialzählung entnommen. Da sich bei teilweiser Ausbildung von stehenden Wellen die Blutzellen u.U. während der Beschallung in Schichten entsprechend der Wellenlänge anordnen können, ist es zur Homogenisierung der Suspension notwendig, das Beschallungsröhrchen vor der Blutentnahme etwa 2 Minuten zu schwenken. *Schütteln* ist wegen der Möglichkeit einer grobmechanischen Schädigung zu vermeiden. Da die Vorbereitung der Versuchsanordnung, die Beschallung und das Schwenken der Beschallungsröhrchen ca. 25 Minuten in Anspruch nimmt, wurde zum Ausschluß einer etwaigen autolytischen Minderung der Leukocyten nach Beendigung der Zählung des beschallten Blutes der Leukocytenwert der unbeschallten Kontrolle nochmals ermittelt, und mit dem Anfangswert verglichen. Um alle Fehlermöglichkeiten auf ein Minimum zu verringern, wurden immer die gleiche Zählkammer und die gleichen Pipetten verwendet. Jede Zählung wurde doppelt ausgeführt und dann der Mittelwert bestimmt. Bei größerer Differenz beider Werte wurde das Zählergebnis wegen Ungenauigkeit ausgeschieden und die Zählung wiederholt. Auffallend war aber die Feststellung, daß im Differenzialbild neben weniger geschädigten Leukocyten Kerntrümmer zerstörter Blutzellen zu sehen waren, was sich wieder in einer Minderung der Gesamtzahl in der Zählkammer auswirken mußte. Die Zählung in der Zählkammer ergibt daher keinen Anhaltspunkt über die absolute Zahl der beschädigten Zellen, da eine solche Differenzierung in der Zählkammer nicht möglich ist. Wir bekommen lediglich die Werte, wieviel weiße Blutkörperchen überhaupt durch totalen Zerfall aus dem Blut verschwunden sind. Die erstaunliche Tatsache, daß neben gänzlich aufgelösten auch fast normale Zellen zu finden sind, ist nicht ohneweiters erklärlich. In Geweben, wo die Zellen im Zellverband fixiert sind, könnte dies durch die in Quarznähe auftretenden Interferenzzonen bedingt sein. Solche Erscheinungen konnten wir beispielsweise an parenchymatösen Organen, die ziemlich schallempfindlich sind, in

Tierversuchen recht gut beobachten, wo die Veränderungen fast in Schichten angeordnet waren. Diese Erklärung ist aber beim Blut nicht möglich. Erstens wurde das Interferenzfeld durch Einhaltung einer größeren Entfernung als  $R^2 \lambda$  ausgeschaltet; zweitens werden die Blutzellen durch den Schallwechsel- druck ziemlich durcheinandergemischt, sofern nicht stehende Wellen auftreten. Drittens kommt dazu, daß durch das jeder Zählung vorhergehende Schwenken der Röhrechen die Suspension abermals durchmischt wird. Es ist daher anzunehmen, daß die Blutzellen ziemlich gleichmäßig von U.S.-energie getroffen

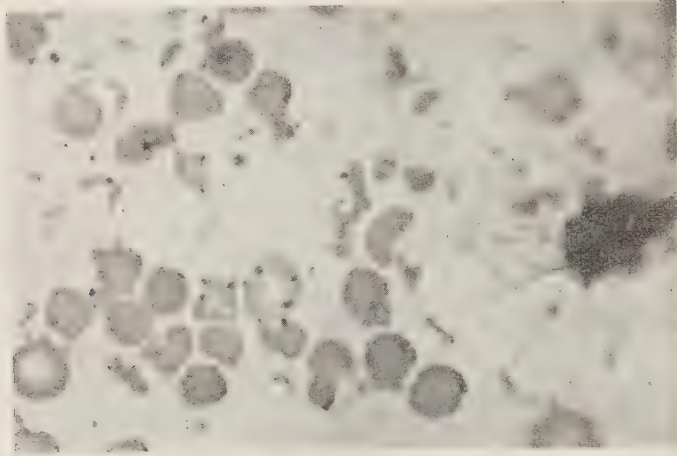


Bild 1.

werden. Eine Erklärung wäre durch die Indeterminierbarkeit mikrophysikalischer Vorgänge im Sinne der Theorien P. JORDANS gegeben. Erwägungen, die nach RATZENHOFER nicht nur für elektromagnetische Schwingungen, sondern auch für den U.S. Geltung haben. Dies ist umso wahrscheinlicher, als die Bewegungsamplitude bei der verwendeten Frequenz und Intensität nur  $3/100\,000$  Millimeter beträgt. Hierbei ist zu bemerken, daß absichtlich diese Frequenz von 1.2 MHz gewählt wurde, da bei dieser Frequenz nach SKUDRZYK infolge der Trägheitswiderstände der Teilchen ihre Relativgeschwindigkeit gleich der Schallschnelle des Mediums (Serums) ist.

Urpsprünglich war beabsichtigt, zur Untersuchung neben 1200 kHz auch 500 kHz bei gleicher Intensität zu verwenden. Dies war aber unmöglich. Im Wellenfeld von 500 kHz waren infolge der Verschiedenheit eben genannter Faktoren und der damit verbundenen vermehrten mechanischen Beanspruchung der Zellen, diese in wenigen Minuten restlos zu Grunde gegangen. Bereits nach 2 Minuten zeigte das Ausstrichpräparat ein wildes Trümmerfeld zerstörter Blutzellen. Veränderungen, die bei 1200 kHz auch nach  $1/2$  stündiger Beschallung nicht zu beobachten waren. Mögen die folgenden beiden Bilder einen

weiteren Baustein zur Beurteilung frequenzabhängiger Ultraschallreaktionen darstellen.

Auf Grund der Methodik mußten sich entsprechende Veränderungen zunächst in Blutsausstrichpräparaten zeigen, wobei es sich erwartungsgemäß ergab, daß die Veränderungen mit längerer Beschallungszeit an Schwere zunahmen.

Die Reaktionen der Blutzellen auf diese Vorgänge waren im Differenzialbild gut erkennbar. Die Erythrocyten zeigten bei dieser Frequenz und Be-

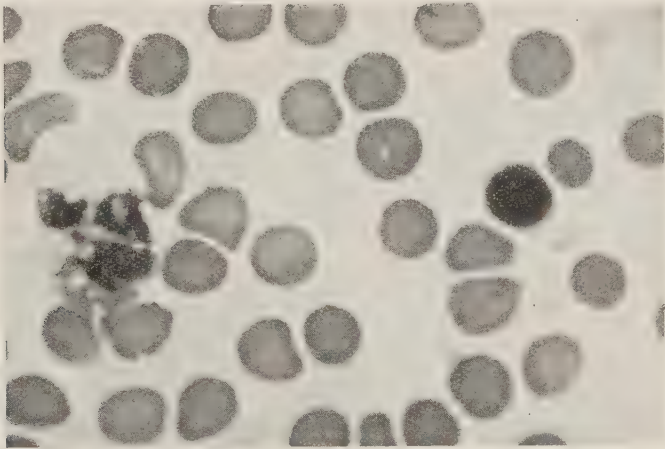


Bild 2.

schallungszeit überhaupt keine Veränderungen. Diese betrafen in erster Linie die Zellen der myeloischen Reihe, weniger die Lymphocyten.

Die Veränderungen, die teilweise den von DELORENZI und HORVATH an Gewebs- und Tumorzellen beschriebenen ähnlich sind, erstrecken sich auf Kern und Protoplasma. Als leichteste Veränderungen sind bisweilen eigenartige warzen- und tröpfchenförmige Ausstülpungen der Zellhaut zu erkennen, die an verschiedenen Seiten der Zelle gleichzeitig auftreten und verschiedene Größe haben können. Damit scheint aber diese Veränderung als Ausdruck eines Schleudereffektes unwahrscheinlich. Innerhalb dieser pseudopodienartigen Fortsätze ist das Plasma weniger gut färbbar. Frühzeitig kommt es zur Vakuolenbildung, einer Erscheinung, die uns von schweren toxischen Zellschädigungen bekannt ist und die durch Extraktion von Fett- und Lipoidstoffen entstehen soll. In einer Zelle können 5 und noch mehr Vakuolen beobachtet werden. Ihre Größe wechselt sehr, doch können einzelne eine Größe bis zu einem Viertel des Zelldurchmessers erreichen. Oft scheint das ganze Protoplasma eine großblasige schaumige Struktur anzunehmen. Daß es dabei zu Strömungsveränderungen des Protoplasmas kommt, ist verständlich. Dieses ist oft in einem Teil der



Zelle weniger gut färbbar, während sich die gut färbbaren Teile in bestimmten Zellabschnitten erhalten. Dabei kommt es zu Strukturauflockerungen und zu einer Veränderung der neutrophilen Granulationen. In diesem Stadium sind die Zellen in der Zählkammer noch zählbar. Kommt es zu einem Aufreißen der Zellhaut, quillt das Protoplasma in großen, tropfigen Massen heraus, so ist die Zählung in der Zählkammer nicht mehr möglich, die Zelle scheidet aus der Gesamtzahl der Leukocyten aus. Diese Zellen gehen rasch der völligen Auflösung entgegen.

Weniger massiv sind die Veränderungen am Kern. Die Kernbrücken können abreißen, es kommt zu Strukturveränderungen und Kernwandhyper-

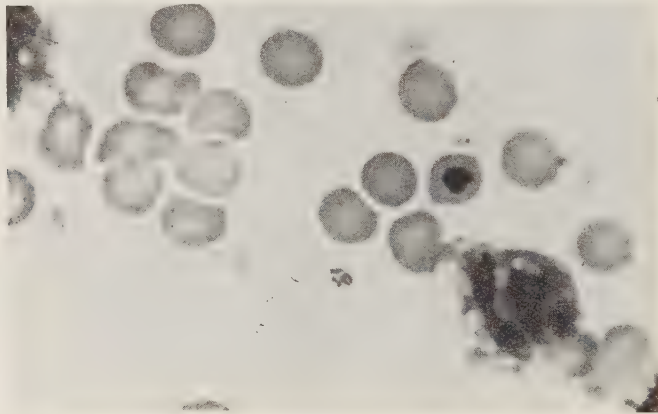


Bild 3.

chromatosen. Die Vakuolenbildung im Kern ist seltener und nicht so multipel. Bei strärkerer Schädigung kommt es zu Quellungserscheinungen, die auf den Kern bezogen so stark sein können, daß sie an die Kernbilder bei der degenerativen Linksverschiebung erinnern. In diesem Zusammenhang sei darauf hingewiesen, daß die unbeschalteten Kontrollabstriche selbstverständlich normale Bilder ergeben (Bilder 3, 4, 5).

Bei der Bearbeitung der gestellten Aufgabe war es von vornherein klar, daß nur auf Grund großer Versuchsreihen entsprechende Schlußfolgerungen gezogen werden konnten. Dieser Forderung wurde in folgenden Tabellen Rechnung getragen. Sie stellen das Ergebnis von ca. 800 Einzelzählungen dar. Schon die ersten orientierenden Versuchsreihen bestätigten die Berechtigung der theoretischen Annahme. Es zeigte sich jedoch, daß nicht nur das Alter des Patienten für die Vulnerabilität der weißen Blutzellen maßgebend war. Noch wichtiger war der Umstand, ob das Blut von einem Fiebernden oder von einer Versuchsperson mit normaler Körpertemperatur stammte. Auch dieser Umstand war aus theoretischen Erwägungen über das Fieber und auf Grund der Er-

fahrungen bei der Fiebertherapie zu erwarten. Auf diese Probleme näher einzugehen bleibt ebenfalls der späteren Veröffentlichung vorbehalten.

Die Untersuchung wurde daher in zwei Gruppen *a)* im Normalblut und *b)*

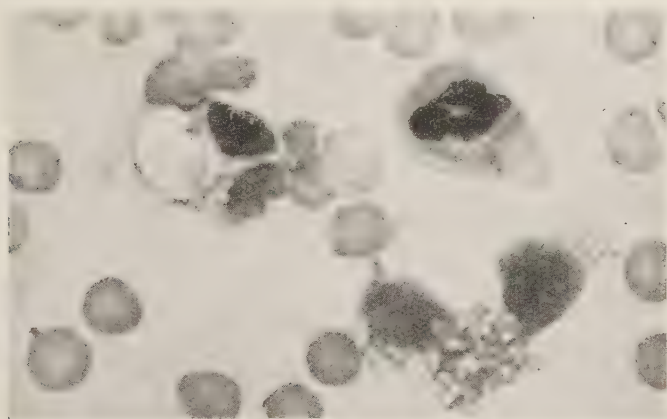


Bild 4.

im Fieberblut durchgeführt. Jede Gruppe wurde in drei Serien untergeteilt. Die erste Serie umfaßt Fälle im Kindesalter, die zweite Serie Fälle im geschlechtsreifen Alter, die dritte Serie im Alter über 50 Jahre. In jeder Serie wurde

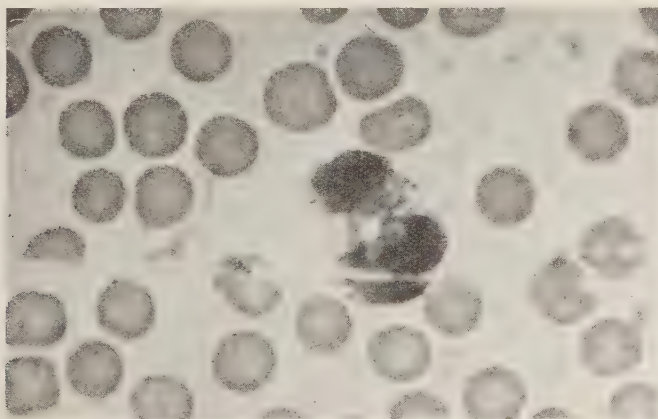


Bild 5.

das Blut von 10 Fällen in je 10 Zählungen untersucht und die Mittelwerte in den Tabellen eingetragen. Eine Serie stellt somit das Ergebnis von 100 Zählungen dar, womit man der Forderung nach größeren Zahlenreihen gerecht wurde.

Aus Platzmangel ist es unmöglich, alle 6 Tabellen zu veröffentlichen. Es seien daher nur 2 Gruppen von Versuchspersonen gegenübergestellt.

Hier ist eine deutliche Resistenz, daher verminderte Reaktionsbereitschaft

*Blut fieberfreier Versuchspersonen im Alter von 27-47 Jahren.*

Pat.	Alter	Leuk. v.d. Besch.	Nach 5 min	Nach 10 min	Nach 15 min	Unbe- schallt nach 20 min	Nach 5 min	Nach 10 min	Nach 15 min	Anmerkung
			Beschallung				Beschallung noch zählbare Leukoc. in %			
S 14	27	4 750	4 350	3000	2 450	4 850	91,5	63,2	51,6	Ischialgie
RO 17a	27	5 450	5 350	4 900	4 200	5 450	100	90	77	abgeh. Otitis
Ob 8	29	7 800	5 600	5 600	4 625	7 900	72	72	59	rheumat. Facialis- parese
Ang. Dr. 28	31	5 600	4 300	4 000	3 700	5 300	76	71	66	gesund
Dr. Sch. 19	33	6 000	5 750	4 800	3 800	6 100	96	80	63	gesund
Dr. W. 33	37	5 100	5 050	4 300	4 200	5 150	100	84	84	gesund
Hel. 20	46	5 300	5 150	4 050	3 300	5 200	100	75,0	62	Stat. post Mening
Gr. 16	47	4 700	4 200	4 150	3 850	4 750	89	89	82	Sinusitis chron.
Stag. 30	47	9 400	8 800	8 300	8 300	9 300	93	88,2	88,2	
Ob. 9	29	5 600	5 100	4 650	4 350	5 600	91	83	77,6	rheumat. Facialis parese
Durch- schnitt	35,7	5 970	5 360	4 770	4 270	5 960	90,9	79,9	71,0	

Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß die Leukocytenwerte im Ultraschallfeld regelmäßig absinken. Nach 15 Minuten waren im aus 100 Zählungen errechneten Durchschnitt nur noch 71% der ursprünglichen Zahl vorhanden.

Anders ist dies bei Personen im höheren Alter.

der Leukocyten zu beobachten. Bei 6 Personen sinkt der Leukocytenwert überhaupt nicht ab. Ein Fall hatte einige Tage vorher wegen eines Tonsillenabscesses gefiebert und die restlichen 3 Fälle standen unter Röntgenbestrahlung. Es sei vermerkt, daß gerade diese Fälle, bei denen ein Absinken der Leuko-

cytenresistenz festzustellen war, auf die Röntgenbestrahlung ihres Larynx-tumors gut ansprachen. Der Bestrahlungserfolg bei den Fällen, die kein Absinken der Leukocytenzahlen — also vermehrte Resistenz bzw. verminderte Reaktionsbereitschaft — zeigten, war unbefriedigend. Der Durchschnittswert

*Blut fieberfreier Versuchspersonen im Alter über 59 Jahren.*

Pat.	Alter	Leuk. v.d. Besch.	Nach	Nach	Nach	Unbe- schallt nach 20 min	Nach	Nach	Nach	Anmerkung
			5 min	10 min	15 min		5 min	10 min	15 min	
			Beschallung				Beschallung noch zählbare Leukoe. in %			
Sch. 10	61	6 825	6 650	6 850	6 775	6 775	keine Minderung			Cardiospasmus
Sch. 11	61	10 959	10 250	10 250	9 900	10 800	kaum vermindert			»
Zim. 12	59	5 075	4 550	4 475	4 175	5 300	keine Minderung			Prostatacarcinom
Ws. 3	62	6 550	6 660	6 050	5 800	6 600	100	92	88,5	Tonsillenabszeß
Br. 15	71	5 300	4 200	3 850	3 350	5 500	79	73	63	Bronch.-Neo. wäh- rend Rö. Bestr.
Dan	64	5 100	4 700	4 900	4 800	5 000	kaum vermindert			Tumor laryn. wäh- rend Rö. Bestr.
Jols	73	8 900	8 850	8 700	8 900	8 800	keine Minderung			
Hütt	67	4 400	4 200	4 300	4 400	4 300	»			»
Mo. 29	72	6 800	5 500	5 200	4 400	6 700	81	76	64	Tumor laryngis während Rö. Be- str. Tu. regressiv
Erle	74	5 200	4 800	4 800	4 250	5 750	kaum ver- mindert		82,5	»
Durch- schnitt	66,4	6 510	6 030	5 937	5 675	6 392	93,4	91,9	87,6	

dieser 3 Fälle allein beträgt 70%, was etwa der Vulnerabilität unter der 50 Jahrgrenze entspricht.

In der folgenden Tabelle seien die Durchschnittswerte aller 3 Altersgruppen gegenüber gestellt.

In der Kindheit scheinen die Leukocyten etwas resistenter, als im ge-



schlechtsreifen Alter zu sein. Auffällig ist auch hier die Differenz gegen den Resistenzwert im Alter. Der Wert von 87.6% entstand aber durch Mitrechnung der 3 in Röntgenbestrahlung befindlichen Patienten. Bei der kritischen Beur-

*Blut fieberfreier Versuchspersonen.*

Alter	Leukoc. v.d. Besch.	Nach 5 min	Nach 10 min	Nach 15 min	Unbe- schallt nach 20 min	Nach 5 min	Nach 10 min	Nach 15 min
		Beschallung				Beschallung noch zählbare Leukoc. in %		
bis 15 J.	7 390	6 910	6 530	6 110	7 370	93.6	88.4	82.7
16-47 J.	5 970	5 360	4 770	4 270	5 960	90.9	79.9	71
über 47 J.	6 510	6 030	5 937	5 670	6 390	93.4	91.9	87.6
Durchschnitt	6 620	6 100	5 740	5 350	6 570	92.7	87.2	81.2

teilung der Tabelle 2 muß man zu dem Schluß kommen, daß im Alter bei gegebenen Umständen kaum eine Minderung der Leukocytenwerte zu erwarten ist.

Ein wesentlich anderes Bild zeigt sich im Fieberblut. Es wurden nur Pa-

*Blut fiebernder Versuchspersonen.*

Alter	Leukoc. v.d. Besch.	Nach 5 min	Nach 10 min	Nach 15 min	Unsch. nach 20 min	Nach 5 min	Nach 10 min	Nach 15 min
		Beschallung				Beschallung noch zählbare Leukoc. in %		
bis 16 J.	9 390	8 270	7 260	6 630	9 340	88.4	77.5	70.8
16-47 J.	8 310	6 580	4 290	3 340	8 150	79.8	52	40
über 47 J.	7 000	5 510	4 730	4 060	7 010	78.7	67.5	58
Durchschnitt	8 230	6 790	5 420	4 670	8 170	82.8	66	56.9

tienten ausgewählt, die mindestens 4 Tage in möglichst hohem Fieber standen, wobei zunächst kein Wert auf bestimmte Diagnosen gelegt wurde. In jeder Altersgruppe wurden 100 Zählungen durchgeführt.

Es zeigt sich, daß die Resistenz in allen 3 Gruppen absinkt. Die größte Minderung findet sich in der mittleren Altersgruppe. Hier beträgt der Unterschied 31 %. Fast der gleiche Unterschied, nämlich 29 %, findet sich in der 3. Altersgruppe, also jenseits der 50 Jahresgrenze, während er im Kindesalter nur 12 % erreicht. Es geht daraus hervor, daß für die Resistenz 2 Faktoren maßgebend sein dürften. Erstens ein Faktor, der fieberbedingten Veränderungen unterworfen ist. Da sich diese Resistenzschwankungen verhältnismäßig rasch

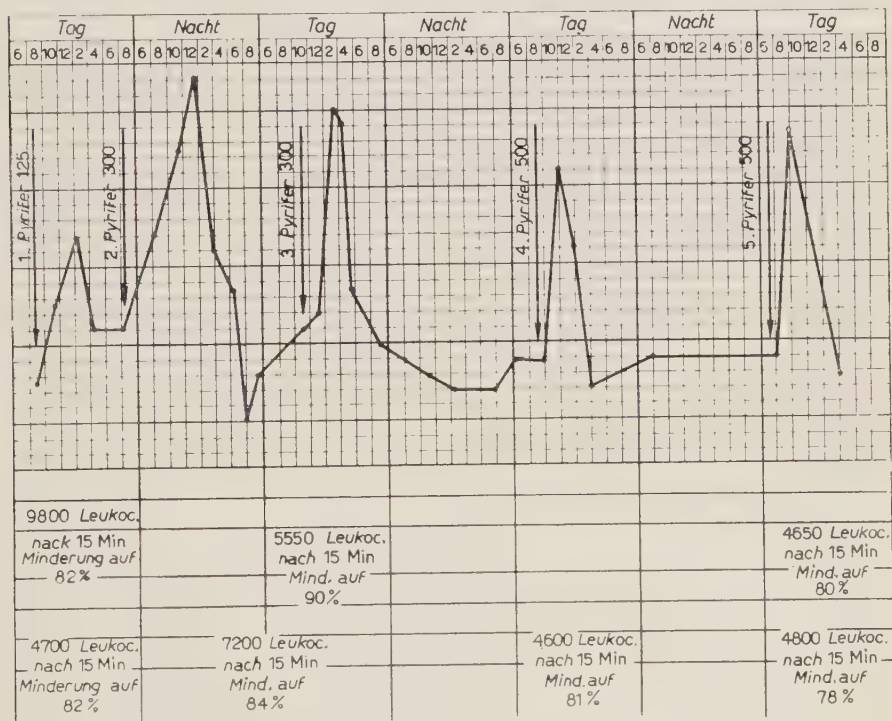


Bild 6.

verändern können, glauben wir deren Ursache im kolloidalen Aufbau der Zelle suchen zu dürfen. Zweitens ein Faktor, der anscheinend durch das Fiebergeschehen weniger beeinflusst wird. Man könnte hier an eine vermehrte Resistenz der Zellhaut denken, die sich mit zunehmenden Jahren vermindert, schließlich einen Grenzwert erreicht. Es scheint sich also mit zunehmendem Alter die Relation zwischen dem fieberunabhängigen und fieberabhängigen die Resistenz bestimmenden Faktor zugunsten des Letzteren zu verschieben.

Die nächste Frage war nun, ob diese Erscheinung rein thermisch bedingt ist und zu welchem Zeitpunkt sie einsetzt. Wenn die bloße Temperaturerhöhung der Grund der Resistenzminderung wäre, müßte diese sofort nach Fieberanstieg

festzustellen sein. Ist das nicht der Fall, entwickelte sich diese erst im Verlaufe des Fiebers, konnte es sich nur um einen zellphysiologischen Vorgang handeln.

Bei einer 47jährigen Patientin, die wegen einer chronischen Sinusitis eine Pyriferkur durchmachte, wurde die Resistenz laufend bestimmt (vgl. Bild 6).

Die Patientin begann mit einer Leukocytenzahl von 4700 und einer Resistenzverminderung auf 82 %. Nach Injektion von Pyrifert I stieg die Körpertemperatur auf 38,3 und die Leukocytenzahl auf 9800. Die Resistenzverminderung blieb aber auf 82 %. Während der folgenden 4 Zacken sanken die Leukocytenwerte wieder zur Norm ab, die Resistenz schwankte um den Ausgangswert um 6 %. Es zeigte sich daher: 1.) hatte die initiale Leukocytenauschwemmung keinen Einfluß auf deren Resistenz, 2.) durch 5 Pyrifertöße war bei dieser Patientin keine Abnahme der Resistenz festzustellen.

Im Gegensatz dazu seien die Ergebnisse der Untersuchung bei einer Impfmalaria angeführt:

	Leukoc. Wert unbesch.	Leukoc. Wert 15 min Besch.	Minderung auf %	
Vor der Malaria	4500	4100	92	—
Intervall zw. 2. u. 3. Zacke	4300	3800	86	—
Höhepunkt der 3. Zacke	4400	3450	78	Temp. 39° 9
Höhepunkt der 4. Zacke	4500	3350	74.5	Temp. 40° 0
8 Tage nach Abfieberung	5200	3950	76	—

Es handelt sich um einen 48-jährigen Patienten, der wegen Lues lat. einer Malariakur unterzogen wurde. Seine Leukocytenwerte zeigten keinen Anstieg. Die Resistenzuntersuchung im fieberfreien Intervall zwischen 2. und 3. Zacke ergab 86 %, der im Höhepunkt der 3. Zacke (39.9 Grad) eine Resistenzverminderung auf 78 % und der 4. Zacke auf 74.5 % (bei 40 Grad) folgte.

Es ist uns klar, daß aus der Gegenüberstellung von 2 Fieberkurven eine Beurteilung dieser Fragen nicht möglich ist. Es zeigt sich aber, daß eine Resistenzverminderung nicht mit einem Leukocytenanstieg und umgekehrt verbunden sein muß, d.h., daß nicht die Zellen resistenzvermindert sind, die in die Blutbahn frisch ausgeschwemmt werden. Zur Klärung dieser Fragen sind zahlreiche weitere Untersuchungen nötig. Nur große Zahlenreihen können hier Schlüsse rechtfertigen. Es kann aber die Vermutung ausgesprochen werden, daß möglicherweise hier der Grund zu dem unterschiedlichen Verlauf und der dif-

ferenten Wirksamkeit der verschiedenen Arten der Fiebertherapie im allgemeinen und der Malariatherapie im besonderen zu suchen ist. Erkenntnisse, die WAGNER-JAUREGG schon in seinen ersten Veröffentlichungen ausgesprochen hat.

Als Träger der Leukoprotease nach WILLSTÄDTER, der Oxydase, Katalase und Dehydrase — um nur die wichtigsten Fermente zu nennen — sind den Leukocyten im Kampf des Organismus wesentliche Aufgaben gestellt, Aufgaben, die sie meist nur unter Selbstaufopferung erfüllen können und wodurch erst diese Fermente frei werden. Auf Grund der Versuche ist zu erkennen, daß die Leukocyten jenseits der 50 Jahrgrenze gegen schädigende Noxen, im gegebenen Fall gegen hochfrequente mechanische Schwingungen wesentlich resistenter, d.h. weniger reaktionsbereit sind. Dies gilt nur für fieberfreie Versuchspersonen. Tritt Fieber von genügend langer Dauer und Höhe auf, nehmen sie die Reaktionsbereitschaft eines jugendlichen Organismus an.

Krebsdisposition, Alter und Leukocytenresistenz, Leukocytenmauserung, Fermentspeicherung der Leber, Bluttermente, Eiweißverschiebungen im Blut und Liquor im Fieber, sind die Probleme, die sich aus diesen Untersuchungen ergeben und die eine Fülle cellular- und humoralphysiologischer Fragestellungen eröffnen.

## LITERATUR

- [1] E. DOGNON und V. SIMONOT: *U.S. Kongreßbericht Erlangen*, 106 (1949).
- [2] F. WACHSMANN: *U.S. Kongreßbericht Erlangen*, S. 154 (1949).
- [3] L. HEILMAYER: *Lb. d. spez. pathol. Physiol.*
- [4] J. W. SCHMIDT: zit. nach ABDERHALTEN: *Lb. d. physiol. Chemie.*
- [5] H. BORN: *Ärztl. Forschung*, **3**, 14 u. 368 (1949).
- [6] E. SKUDRZYK: *Acta Physica*, **3**, 1 (1949).
- [7] E. DELORENZI: *Boll. Soc. Ital. Biol. Sper.*, **13**, 55 (1938).
- [8] J. HORVATH: *Stralenter.*, **79**, 119 (1944).
- [9] N. WILLSTÄTTER: *Zeits. phys. Chemie*, **185**, 267 (1929).
- [10] *Krebskrh.*, Verl. Urban u. Schwarzenberg (Wien, 1946).
- [11] P. JORDAN: *Die Physik und das Geheimnis des org. Lebens*, Bd. 95 der Slg. « Die Wissenschaft », 2. Aufl., Braunschweig, 1943.
- [12] M. RATZENHOFER: *Moderne Physik in der Medizin* (Manzsche Verlagsbuch, Wien, 1946).





APPLICAZIONE DEGLI ULTRASUONI  
ALLA MEDICINA

H. BORN	J. LEHMANN
L. BUSSI e E. DOVA	P. MAZZOLA
L. CAMPI e G. MORETTO	P. MENZIO e D. SCALA
L. CAMPI e G. MORETTO	H. H. NAUMANN
E. DOVA e L. BUSSI	F. A. PEZOLD
K. ECKEL	R. POHLMAN
F. FANUCCHI	E. SCHLIEPHAKE
F. FANUCCHI e M. GIRELLI	V. SONNENSCHNEN e W. ZINN
E. GÜNSEL	K. STUHLFAUTH
U. HINTZELMANN	F. TSCHANNEN e V. SONNENSCHNEN
W. KAHLERT	E. UNGEHEUER
W. D. KEIDEL	KH. WOEBER e W. ZINK
F. KREJCI	E. ZAMBELLI
R. KRONER e J. MÜLLER	E. ZAMBELLI, G. ANGELA e L. CAMPI
H. LADEBURG	E. ZAMBELLI e P. TRINCHERI
J. LEHMANN	W. ZINN e V. SONNENSCHNEN



## Die Impulstechnik in der Ultraschalltherapie.

H. BORN

*Ultraschall-Gerätebau Dr. Born G.m.b.H. - Frankfurt/M.*

Die bisherigen Diskussionen haben gezeigt, daß über den Sinn und über den Zweck der Anwendung der Impulstechnik in der US-Therapie eine Reihe von unklaren Ansichten bestehen. Es erscheint daher angebracht, für die notwendigen Auseinandersetzungen zunächst eine gemeinsame und gesicherte Basis zu schaffen, von der auszugehen wäre.

Zunächst soll manchen Mißverständnissen von vornherein durch die ausdrückliche Feststellung vorgebeugt werden, daß uns bei der Einführung der Impulstechnik in die US-Therapie, die vor etwa 2 Jahren erfolgte, nicht so sehr der Gedanke gelehrt hat, neuartige therapeutische Effekte zu erringen, als vielmehr die Behandlungstechnik durch eine Methode zu erweitern, die a priori für ganz bestimmte Zwecke besondere Vorteile versprach. Die Impulstechnik sollte also an die Seite der eingeführten Gleichschallanwendung treten, nicht etwa sie ersetzen.

Bevor auf die eigentlichen Zusammenhänge eingegangen wird, sollen anhand einer schematischen Darstellung einige technische Grundbegriffe geklärt werden, deren eindeutige Festlegung und allgemeine Verwendung empfohlen wird.

Der obere Teil der Abbildung zeigt die graphische Darstellung des Gleichschallbetriebes mit geglätteter Gleichspannung, wobei die Intensität, dargestellt durch die Ordinate, einen konstanten Wert behält. Der untere Teil zeigt den Impulsbetrieb mit verschiedenen Tastverhältnissen. Hierbei springt die Intensität nach dem Einschalten ebenfalls auf den gleichen eingestellten Wert, behält diesen aber nur für kurze Zeit bei, um plötzlich auf den Nullwert zurückzufallen, bis sie nach einer bestimmten Pause wieder neu anspringt. Diese Betriebsart bezeichnen wir als Impulsbetrieb, und zwar handelt es sich bei der geschilderten Art um *Rechteckimpulse*.

Die Zahl der Impulse pro Sekunde wird durch die *Impulsfolgefrequenz* angegeben. Ich möchte vorschlagen, diesen Ausdruck allgemein zu verwenden, weil das Wort « Impulsfrequenz » unter Umständen zu Verwechslungen mit



der Trägerfrequenz der Impulse führen könnte, also mit der Frequenz, mit der der Schwinger selbst erregt wird.

Der reziproke Wert der Impulsfolgezeit, die *Impulsfolgezeit*, gibt die

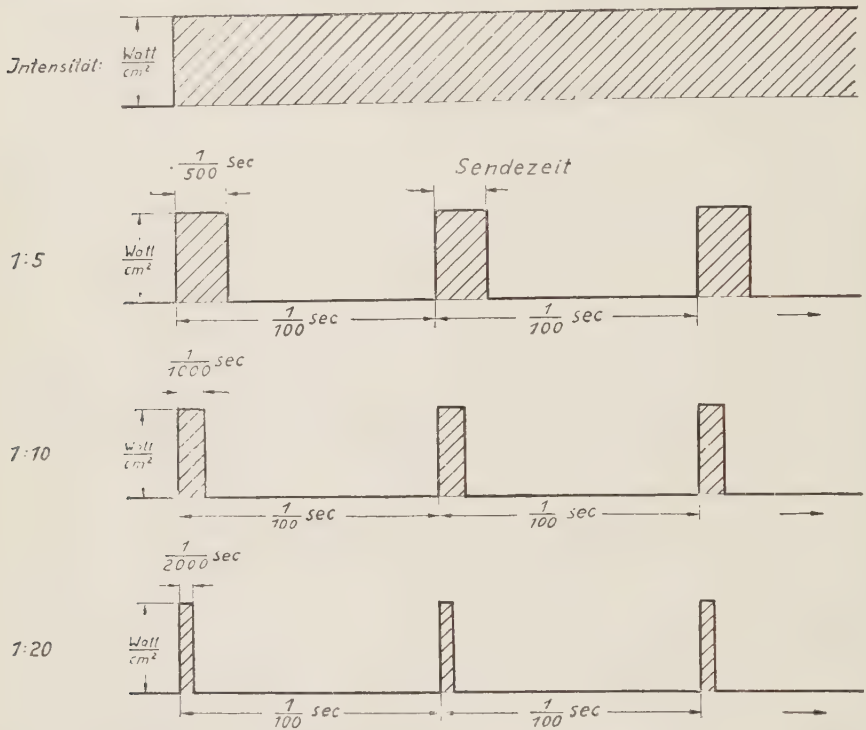


Abb. 1. – Die Zeichnung veranschaulicht die Unterschiede zwischen Dauer- und Impulsbetrieb. In allen Fällen ist die Intensität, das heißt die Energiedichte, die gleiche, da die Amplitude der Ultraschallwellen unverändert bleibt. Damit bleiben auch im Impulsbetrieb die sich aus der Energiedichte ergebenden physikalischen Werte wie Wechsel-  
druck, Beschleunigung usw., die allein für die spezifischen Wirkungen der Ultraschallwellen maßgebend sind, unverändert. Infolge des intermittierenden Betriebs vermindert sich lediglich die Gesamtschallleistung und damit die im Gewebe durch Absorption entstehende Wärmemenge.

Zeitdauer vom Beginn eines Impulses bis zum Beginn des nächsten an, sie ist mit anderen Worten gleich der Summe von Sendezeit und Sendepause.

Das *Tastverhältnis*, für die Praxis der wichtigste Begriff, wird durch den Quotienten von Sendezeit und Impulsfolgezeit bestimmt. Gleichzeitig wird durch das Tastverhältnis bei Rechteckimpulsen angegeben, in welchem Umfang die Gesamtschall-Leistung durch den Impulsbetrieb reduziert wird.

Ein Beispiel möge zur Erläuterung dienen: Ein US-Gerät soll eine Gesamtleistung von 20 W mit einer Energiedichte von 4 W/cm² abgeben, die Fre-

quenz möge 1000 kHz betragen. Bei Impulsbetrieb soll es 100 Impulse pro Sekunde erzeugen, deren Dauer je 1/10 des Zeitraums von Impulsbeginn zu Impulsbeginn betragen soll. Dann ist die Trägerfrequenz 1000 kHz, die Impulsfolgefrequenz 100 Hz, die Impulsfolgezeit 1/100 s, das Tastverhältnis 1/10. Bei diesem Tastverhältnis sinkt die Gesamtschall-Leistung [wieder Rechteckimpulse vorausgesetzt] auf 2 W, die Energiedichte während der Einwirkung der Impulse bleibt jedoch mit 4 W/cm<sup>2</sup> unverändert.

Zu den bei der US-Therapie üblicherweise notierten Daten wie Energiedichte, Behandlungsdauer, Kopplungs- und Applikationsweise treten bei der Impulstherapie also noch einige weitere, die auch bei Veröffentlichungen unbedingt angegeben werden sollten, um die Reproduktion der Ergebnisse an anderer Stelle zu ermöglichen. Es sind dies Impulsfolgefrequenz, Tastverhältnis und Kurvenform.

Was die *Kurvenform* anbetrifft, so ist zunächst nicht anzunehmen, daß der verschiedene Anstieg des Impulses einen nennenswerten Einfluß auf die Wirkung hat. Es könnte also zunächst gleichgültig erscheinen, ob mit Sinus-, Trapez- oder Rechteckimpulsen gearbeitet wird. Aus praktischen Gründen dürfte es jedoch ratsam sein, in Zukunft nur solche Impulsformen zu verwenden, deren Integralwert leicht bestimmt werden kann, so daß die Gesamt-Leistung sich durch möglichst einfache Multiplikation errechnen läßt. Hierzu ist vor allem, wie schon oben erwähnt, der Rechteckimpuls geeignet.

Wie bereits eingangs angeführt, sehen wir den *Zweck des Impulsbetriebs* vor allem in einer Verbesserung und Erweiterung der Behandlungstechnik. Zwei Eigenschaften lassen ihn dazu geeignet erscheinen: 1) Die Unterdrückung der thermischen Komponente der US-Wirkung und 2) die Möglichkeit, kleine, auf andere Weise nicht exakt meßbare US-Gesamtleistungen einwandfrei dosieren zu können.

ad 1). Die Wärmewirkung ist ganz ohne Zweifel am Zustandekommen vieler Ultraschallreaktionen maßgeblich beteiligt, wenn ihre Bedeutung auch unserer persönlichen Ansicht nach von manchen Autoren zu stark in den Vordergrund gestellt wird. Ebenso sicher ist aber auch, daß sie manchmal, wenn es auf die spezifisch-mechanischen Wirkungen ankommt, als sehr unangenehme Nebenwirkung auftreten kann, sei es, daß sie durch Verschleierung der kaum zu trennenden Wirkungsmechanismen die experimentelle Arbeit ungemein stört, sei es, daß sie durch unerwünschte Reaktionen die Durchführung einer Ultraschallbehandlung behindert. Bisher konnte man die Erwärmung des beschallten Objektes nur auf drei Arten möglichst gering halten: Durch Kühlung bei biologischen Versuchen (wodurch jedoch die spezifische Wärmebildung an Grenzschichten bei den meisten Objekten nur unvollkommen paralysiert wurde), durch massierende Beschallung, wenn mit höherer Energiedichte behandelt werden soll oder durch Verwendung von kleinen Energiedichten, wenn statisch beschallt wird. Man könnte beinahe sagen, daß die Notwendigkeit, uner-

wünschte Wärmereaktionen zu vermeiden, die ganze bisherige Applikationstechnik entscheidend geprägt hat.

Mit Hilfe der Impulstechnik gelingt es, die Wärme bis zur praktischen Unterdrückung zu reduzieren, je nachdem, welches Tastverhältnis gewählt wird, denn mit zunehmendem Tastverhältnis wird die abgestrahlte Gesamtleistung und damit auch der Wärmeumsatz geringer.

ad 2). Jedem Physiker sind die Schwierigkeiten bekannt, die sich einer absoluten Messung kleiner und kleinster US-Gesamtschall-Leistungen entgegenstellen, wie sie vor allen Dingen bei der statischen Behandlungsmethode Verwendung finden. Durch die Impulstechnik läßt sich diese Schwierigkeit leicht überwinden, indem hierbei eine größere, noch exakt erfaßbare Leistung einfach entsprechend dem Tastverhältnis vermindert wird. So kann man beispielsweise eine Gesamtleistung von 0,05 W einfach dadurch erzeugen, daß man die noch hinreichend genau meßbare Gesamtleistung von 1 W in Rechteckimpulsen vom Tastverhältnis 1/20 abgeben läßt.

Hiermit haben wir bereits das Gebiet der praktischen Anwendung betreten und einen wichtigen Verwendungszweck kennengelernt.

Bedeutsamer scheint uns aber, daß der Impulsbetrieb die Möglichkeit bietet, die Wirkungen der *Energiedichte*, die vorwiegend mechanischer Art sind, von denen der *Gesamtschall-Leistung*, die vor allem thermischer Natur sind, zu trennen. Es liegt auf der Hand, daß hierdurch der *Forschung* bedeutende neue Arbeitsmöglichkeiten gegeben worden sind, von denen auch, wie zahlreiche Veröffentlichungen lehren, in zunehmendem Masse Gebrauch gemacht worden ist. Aber auch die *Therapie* bietet für die Impulstechnik ein dankbares Feld, wenn es gilt, die Wärmewirkung unter Erhaltung der spezifisch-mechanischen Wirkung zu vermindern oder auszuschalten. Selbstverständlich wird man hiervon nur dann Gebrauch machen, wenn man bei der betreffenden Indikation auf die Wärme verzichten kann und die mechanische « Mikro-massage » allein die Wirkung garantiert. Es sei hierbei betont, daß man aber durchaus nicht gezwungen ist, zwischen Behandlung mit oder ohne Wärme zu entscheiden, denn durch Wahl eines entsprechenden Tastverhältnisses hat man es durchaus in der Hand, die Wärmewirkung fein abzustufen.

Die thermische Entlastung bringt für die Behandlungstechnik mehrere Vorteile. Bisher war es z.B. schwierig, eine energische Tiefenwirkung zu erzielen, weil die wegen der Absorptionsverluste notwendige hohe Eingangsintensität eine zu große thermische Belastung der Oberfläche mit sich gebracht haben würde. Bei atrophischen Hautveränderungen wurde oft sogar schon eine relativ schwache Energiedichte schlecht vertragen. Sehr oft, besonders bei Gelenkbeschallungen und bei Behandlungen im Bereich der Mundhöhle, trat der Periostschmerz als Folge eines thermischen Grenzschichteffekts derart störend auf, daß man mit einer schwächeren Energiedichte arbeiten mußte, als vielleicht wünschenswert gewesen wäre.

Auch bei der Behandlung von Neuritiden, die ja meist ein dankbares Gebiet für Wärmeanwendung sind, ist nicht zu selten die Impulsbehandlung vorzuziehen, da es eine Reihe von Fällen gibt, bei denen Wärme zu einer Zunahme der Beschwerden führt. Nicht zuletzt wollen wir auch erwähnen, daß, wie aus den schönen Tierversuchen von WOEBER zu schließen ist, der Impulsbetrieb bei der Beschallung besonders empfindlicher Organe eine erhöhte Sicherheit bietet.

Für die statische Behandlungstechnik bietet das Arbeiten mit Schallimpulsen erstmals die Möglichkeit, trotz niedriger Gesamtleistung, die bei dieser Methode ja unumgänglich notwendig ist, eine relativ hohe Energiedichte zu verwenden.

Häufig wird nun die Frage gestellt, wie sich bei der Impulstherapie denn nun der Zeitfaktor bemerkbar macht und ob es nicht nötig sei, die ausgefallenen Sendezeiten durch eine Verlängerung der Behandlungsdauer auszugleichen. Hier wird wohl von der Vorstellung ausgegangen, daß die Gesamtschall-Leistung für den Erfolg ausschlaggebend sei und nicht die Energiedichte. Wie die Erfahrung gezeigt hat, ist eine Verlängerung der Behandlungsdauer nicht erforderlich. Wir erklären dies durch folgende Arbeitshypothese: Trotz der kurzen Dauer eines Impulses folgen bei der hohen Frequenz des US immer noch zahlreiche Einzelschwingungen unmittelbar aufeinander (bei einem Tastverhältnis von 1/10 und einer Impulsfolgezeit von 1/100 Sekunde immerhin 1000 Einzelschwingungen!), die einen physiologischen Vorgang einleiten, der bis zum Auftreten des nächsten Impulses noch nicht abgeklungen ist. Erst wenn die Impulsfolgefrequenz so klein wird, daß die Abklingzeit unter der Impulsfolgezeit liegt, ergeben sich leere Zeiträume. Insofern dürfte es nicht gleichgültig sein, ob man mit einer Impulsfolgefrequenz von 5, 50 oder 100 Hz arbeitet.

Abschließend möchte ich noch zum gestrigen Vortrag und zu einigen Diskussionsbemerkungen kurz Stellung nehmen. Die von WACHSMANN auf Grund seiner biologischen Versuche ausgesprochene Vermutung, daß der Impulsbetrieb bei gleicher Gesamtleistung sogar eine verminderte Wirkung zeige, erscheint mir nicht ausreichend begründet. Während in dem einen Falle nur destruktive Wirkungen oder deren Grenzen festgelegt werden, die für die Behandlung am menschlichen Körper uninteressant sind, da sie dort nachgewiesenermaßen niemals eintreten, ist bei den Versuchen an Erbsenkeimlingen nicht beachtet worden, daß hierbei eine grundsätzlich andere Materie vorliegt, wobei nur daran zu erinnern ist, daß der Erbsenkeimling weder Blutkreislauf noch Nerven besitzt. Die Frage nach dem Wert der Impulstherapie kann m.E. nur durch therapeutische Untersuchungen entschieden werden, über die bisher nur günstige Erfahrungen vorliegen, wenn auch die Vorlage einer großen vergleichenden Statistik noch nicht möglich ist. Eine Gefahr



ist bei derartigen Untersuchungen in keiner Weise gegeben, da ja die Energiedichte sich immer im Rahmen der üblichen therapeutischen Grenzen hält.

Zusammenfassend glaube ich sagen zu können, daß der Impulsbetrieb zahlreiche und interessante Möglichkeiten bietet, die es verständlich erscheinen lassen, daß sich das allgemeine Interesse im letzten Jahre sehr stark auf diese Methode konzentriert hat.

## Lesioni ipofisarie nel ratto ottenute mediante l'impiego di ultrasuoni.

L. BUSSI

*Clinica Medica Generale dell'Università - Milano*

E. DOVA

*Istituto di Anatomia ed Istologia Patologica dell'Università - Milano*

Nel tentativo di aggredire sperimentalmente l'ipofisi nelle diverse specie animali senza incorrere nei noti inconvenienti legati alle tecniche comunemente in uso per questo tipo di intervento, abbiamo pensato di sfruttare le proprietà distruttive degli ultrasuoni. I nostri primi tentativi di ledere con questa tecnica la ghiandola senza dover ricorrere a demolizioni parziali della teca cranica, hanno avuto esito soddisfacente. Riteniamo quindi opportuno segnalare i primi risultati ottenuti, anche se incompleti dal punto di vista tecnico e biologico, data la loro importanza teorica e pratica.

Per l'attuazione di queste ricerche abbiamo dovuto superare notevoli difficoltà tecniche legate alla necessità di circoscrivere in una zona ristrettissima il campo di azione del fascio ultrasonoro concentrandovi la massima potenza consentita, risparmiando le zone circostanti in parte pure raggiunte dal fascio ultrasonoro stesso, e di superare la barriera ossea che separa l'ipofisi dalla volta faringea.

Siamo riusciti nell'intento sfruttando la possibilità di concentrare un fascio ultrasonoro, per mezzo di lenti concave, in corrispondenza del fuoco della lente impiegata. Il dispositivo sperimentale usato nelle nostre ricerche consente l'erogazione di un fascio ultrasonoro con le seguenti caratteristiche fisiche: frequenza = 1000 kHz; Potenza = 30 watt totali pari a  $3,3 \text{ watt} \cdot \text{cm}^2$ . In corrispondenza della superficie emittente della «testa sonora» viene fissata una lente concava in plexiglas, circolare, di cm 3,5 di diametro, con un fuoco di cm 9 <sup>(1)</sup>.

Questa lente è sormontata da un tronco di cono rigido, in celluloido, la cui

---

<sup>(1)</sup> Questi dispositivi sperimentali furono concretati in collaborazione col dottor FANUCCHI in seguito alle indicazioni forniteci dall'Istituto Nazionale di Ultracustica di Roma, diretto dal prof. A. GIACOMINI.

altezza è di mm 86, e i diametri della base e del vertice sono rispettivamente di mm 35 e mm 3,5. Questo tronco di cono, aperto alla base ed al vertice, è fissato alla lente e ricoperto da una membrana esilissima di gomma che tutto lo avvolge, costituendo un sistema a perfetta tenuta, ripieno di acqua. Il contatto tra superficie emittente della « Testa sonora » e base del cono è assicurato da uno strato esilissimo di olio di vaselina. Il fatto che il vertice del tronco



Fig. 1. - Lobo ghiandolare di ipofisi di ratto trattata con ultrasuoni; area di necrosi nettamente delimitata. (Ingr. 55  $\times$ ).

di cono sia costituito da una membrana elastica di gomma permette l'adesione perfetta anche in corrispondenza di rilievi ossei quali si riscontrano nella zona da irradiare. Il tempo di esposizione è oscillato per ogni gruppo di ratti tra 5 e 9 min.

Raggiunta chirurgicamente la base sfenoidale attraverso la via parafaringea, dopo aver intubato l'animale con una sottile cannula, il fascio ultrasonoro è stato proiettato sull'ipofisi applicando il cono subito al davanti di una brevissima cresta sagittale che serve come punto di repere per la sella turcica.

Due degli animali trattati per 5 min sono stati sacrificati per decapitazione 48 ore dopo l'irradiazione e l'ipofisi, fissata in formalina, colorata con ematossilina eosina, presentò in entrambi i casi le seguenti alterazioni.

# Reperti istologici.

Nei due lobi laterali dell'ipofisi ghiandolare si nota una vasta zona centrale in preda a processi regressivi, più intensamente acidofila, ben delimitata, che si prolunga in direzione del sottile ponte di lobo ghiandolare sottostante al



Fig. 2. — Dettaglio della figura precedente; si noti il limite netto tra zona sana e necrosi. (Ingr. 160  $\times$ ).

lobo nervoso. In questa zona le singole cellule non sono più riconoscibili come entità distinte, i citoplasmi cellulari hanno perso le loro affinità tintoriali e le loro granulazioni caratteristiche, ed hanno un aspetto omogeneo; anche i nuclei presentano in genere minore affinità tintoriale verso i coloranti basici. La membrana nucleare è irregolare e la cromatina è addensata a ridosso della membrana stessa. I vasi sono notevolmente congesti e si notano alcuni focolai emorragici.

A livello dello strato intermedio e del lobo nervoso le strutture sono invece conservate e, almeno istologicamente, sembrano indenni.

I reperti istologici depongono quindi per un processo iniziale di necrosi con coagulazione senza fenomeni reattivi consensuali nelle zone vicine, che colpisce esclusivamente il parenchima ghiandolare senza elettiva azione su determinati stipiti cellulari dell'adenipofisi.



I restanti dieci animali sono stati conservati in vita allo scopo di studiare le lesioni a distanza di tempo maggiore, e la ricerche fino ad oggi condotte su di essi hanno evidenziato dei deficit funzionali ipofisari.

### **Conclusioni.**

Questi primi rilievi ci consentono di concludere che gli ultrasuoni possono essere concentrati sopra superfici minime ed a profondità volute producendo nelle zone prescelte gravi lesioni degenerative senza alterare in modo istologicamente evidenziabile i tessuti vicini. Le ipofisi degli animali da noi trattati hanno infatti presentato delle ampie zone necrotiche circondate da un alone di parenchima apparentemente indenne. La tecnica da noi impiegata, con ulteriori perfezionamenti, ci sembra altresì di utile impiego nel campo della patologia sperimentale.

## Tentativi di terapia vibratoria ultrasonora negli acufeni.

L. CAMPI

*Istituto di Radiologia dell'Università - Torino*

G. MORETTO

*Istituto di Clinica Otorinolaringologica dell'Università - Torino*

Gli AA., premettono una breve classificazione degli acufeni, distinguendoli d'accordo con FOWLER, in vibratori e non vibratori o biochimici. Gli acufeni biochimici si suddividono a loro volta in centrali e periferici. Sono stati soltanto presi in considerazione gli acufeni non vibratori periferici. Secondo le più recenti acquisizioni, gli acufeni non vibratori periferici sarebbero determinati dalla stimolazione anormale di quegli stessi elementi nervosi dell'organo cocleare deputati normalmente alla trasformazione dello stimolo meccanico vibratorio in sensazione sonora. Tale anormale stimolazione può riconoscere le cause più svariate e non è peraltro giustificato riunire gli acufeni suddetti in una unica entità nosologica.

Sono stati trattati complessivamente 34 pazienti sofferenti di acufeni ed affetti da sordità di vario genere così suddivise: 13 otospongiosi, 12 otiti catarrali croniche, 5 sordità nervose, 4 sordità miste.

Ogni paziente prima del trattamento è stato sottoposto ad un completo esame audiometrico ed acufenometrico, mediante i quali veniva posta una accurata diagnosi e misurata la frequenza, l'intensità e la mascherabilità degli acufeni stessi. In tutti i casi, come è stato detto, si trattava di acufeni non vibratori periferici, la cui frequenza variava da 500 a 8000 cicli e l'intensità da 5 a 20 decibel. Il tempo di applicazione per ogni seduta, il numero delle applicazioni, il tipo di generatore usato e le modalità di tecnica sono state identiche a quelle descritte per la cura delle otiti croniche catarrali; 6 pazienti sono stati sottoposti a 3 cicli di applicazioni per un totale di 45 sedute, 18 a 2 cicli per un totale di 30 sedute e i rimanenti 10 pazienti ad un solo ciclo.

I risultati ottenuti sono stati costantemente negativi, ad eccezione di 2 casi, dei quali uno era affetto da otospongiosi iniziale con curva audiometrica piatta e perdita di udito di 30-35 decibel per tutte le frequenze e l'altro da otite catarrale cronica con perdita oscillante da 35 a 60 decibel per le varie

frequenze. In entrambi questi casi si trattava di acufeni di tonalità media (500-1000 Hz) e di bassa intensità (5-10 decibel) ed in essi si ebbe parallelamente alla scomparsa degli acufeni un netto miglioramento della funzione uditiva. Gli acufeni diminuirono soggettivamente di intensità fin dalle prime sedute e scomparvero al termine del primo ciclo di applicazione.

Nessun inconveniente serio si è dovuto lamentare in seguito alle applicazioni, ad eccezione di un lieve stordimento e modica cefalea insorti in 3 pazienti nel corso delle prime sedute, dileguatisi per altro nelle successive.

La negatività dei risultati ottenuti può essere giustificata dal fatto che, pur essendo il momento finale una irritazione od una distruzione parziale o totale degli elementi nervosi cocleari, gli acufeni riconoscono le cause più svariate - di ordine tossico, biochimico, meccanico - difficilmente influenzabili dall'azione delle onde ipersoniche. Verosimilmente soltanto alcuni tipi di acufeni possono essere utilmente trattati con ultrasuoni le cui precise indicazioni potranno derivare da una maggiore esperienza.

## L'uso degli ultrasuoni nelle otiti catarrali croniche.

L. CAMPI

*Istituto di Radiologia dell'Università - Torino*

G. MORETTO

*Istituto di Clinica Otorinolaringologica dell'Università - Torino*

Gli AA., dopo aver brevemente esposto alcuni dati storici sull'impiego degli ultrasuoni, ed aver accennato alle caratteristiche fisiche ed all'azione biologica e meccanica degli ultrasuoni, riferiscono i risultati ottenuti in 12 casi di otite catarrale con timpanosclerosi e postumi fibroadesivi.

I dati sperimentali dell'azione biologica e meccanica degli ultrasuoni, consistente in:

a) micromassaggio degli elementi tissurali provocante la liberazione di sostanze ad azione istaminosimile, con conseguente aumento della corrente linfatica e dell'irrorazione sanguigna;

b) produzione di calore a livello dei tessuti posti in vibrazione; lascerebbero teoricamente prevedere la possibilità di una utile applicazione sulle formazioni adesive caratteristiche delle otiti catarrali croniche.

Sono stati trattati complessivamente 12 casi, nei quali la diagnosi era stata posta in seguito ad un accurato esame clinico ed audiometrico. Si trattava di tipiche sordità di conduzione, con buona conservazione della conduzione ossea e scarsa o nulla compromissione dell'apparato nervoso dell'udito. In tutti i pazienti è stata praticata all'inizio del trattamento una radiografia delle mastoidi, onde avere dati di orientamento sulla loro pneumatizzazione, utili ai fini del dosaggio dell'intensità vibratoria. Al termine di ogni ciclo di applicazioni è stato praticato un esame audiometrico di controllo.

Quale fonte degli ultrasuoni, venne utilizzato un generatore SCAM avente una frequenza di 960 kHz, pari a 960000 periodi al secondo, una potenza di 1 W e mezzo per cm<sup>2</sup> ed un'area vibrante di 4 cm<sup>2</sup>. A causa della irregolarità della superficie mastoidea che impedisce il trattamento a massaggio, il vibratore veniva applicato sul processo mastoideo e sul trago (con fuochi convergenti sull'antro) in posizione pressochè fissa, imponendogli soltanto lievi movimenti ritmici, avendo avuto cura di cospargere la cute della parte



interessata con vaselina ad evitare la presenza di bollicine d'aria, causa di ostacolo al passaggio delle onde ultrasonore.

Le applicazioni, della durata di 6 minuti ciascuna (3 min sulla mastoide, 3 min sul trago), venivano ripetute ogni secondo giorno per un totale di 15 applicazioni per ciclo.

Dei 12 pazienti trattati, 8 furono sottoposti a 3 cicli per un totale di 45 applicazioni, i rimanenti 4 a due cicli per un totale di 30 sedute. Tra un ciclo e quello successivo veniva lasciato un intervallo di 6-10 giorni.

In 5 pazienti, contemporaneamente alla terapia ipersonica, venne praticato un massaggio pneumatico auricolare.

I risultati ottenuti furono i seguenti: in 8 pazienti la perdita uditiva rimase stazionaria, in 1 si ebbe un lieve peggioramento (pari a 5-10 decibel per le frequenze da 500 a 4000 cicli); in 2 casi si ebbe un discreto miglioramento, riscontrato anche dai pazienti ed audiometricamente rappresentato da un guadagno uditivo oscillante da 5 a 15 decibel per le frequenze 250 a 4000 cicli. Nell'ultimo paziente il vantaggio ottenuto fu ragguardevole e la curva audiometrica rivelò un netto abbassamento della soglia uditiva (da 20 a 30 decibel) soprattutto per le frequenze basse e medie della scala tonale. Può essere non privo di interesse osservare come il guadagno uditivo sia stato in ogni caso limitato alle frequenze basse e medie, mentre non si sono mai avute modificazioni di soglia per i toni acuti (6000-10000).

Il caso che ottenne il miglioramento notevole delle condizioni uditive era stato trattato con ultrasuoni e massaggio pneumatico; i 2 casi con lieve miglioramento furono invece sottoposti alla sola cura ipersonica.

Gli AA., soprattutto a ragione della loro limitata esperienza per l'esiguo numero di casi trattati, non si sentono di condividere nè l'ottimismo di WYT e di FRAUNDORFER nè il pessimismo di DENIER; ritengono peraltro giustificato insistere nei tentativi intrapresi, onde una maggiore esperienza fornisca più precise indicazioni e limitazioni del metodo.

Sull'effetto di “ stress ” degli ultrasuoni.

E. DOVA

*Istituto di Anatomia ed Istologia Patologica dell'Università - Milano*

L. BUSSI

*Clinica Medica Generale dell'Università - Milano*

Accertati da numerosissimi autori i notevoli effetti terapeutici degli ultrasuoni in casi di « reumatismo vertebrale » con manifestazioni nevralgiche e plessalgiche a varia localizzazione, abbiamo voluto indagare ulteriormente il meccanismo di azione di questa terapia fisica, in aggiunta a precedenti ricerche di ordine clinico (FANUCCHI e BUSSI) e sperimentale (SANGUINETTI, BUSSI e FANUCCHI).

Ammessa in via ipotetica l'azione di « stress » di molti interventi curativi nel campo delle artropatie in genere, e ricondotti, almeno in parte, a questo meccanismo biologico i relativi effetti terapeutici (e quindi alla « sindrome di adattamento » col ripetersi delle stimolazioni) abbiamo voluto studiare in queste ricerche le modificazioni ematologiche, istochimiche ed istofisiche indotte rispettivamente nel sangue periferico e nei surreni degli animali sottoposti all'azione degli ultrasuoni.

Queste ricerche sono state condotte su 26 ratti di sesso maschile, del peso di 100-150 g ciascuno.

I ratti delle prime tre serie sono stati sottoposti ad una applicazione singola di ultrasuoni sulla regione glutea destra: il contatto tra la sorgente ultrasonora e la cute è stato assicurato mediante l'interposizione di un leggero strato di olio di vaselina.

Le caratteristiche fisiche del fascio ultrasonoro impiegato sono le seguenti:

I	Serie	{	frequenza . . . . .	1000 kHz
			potenza . . . . .	35 Watt tot.
			tempo di esposizione . . .	3 min
II	Serie	{	frequenza . . . . .	1000 kHz
			potenza . . . . .	10 Watt tot.
			tempo di esposizione . . .	3 min
III	Serie	{	frequenza . . . . .	1000 kHz
			potenza . . . . .	20 Watt tot.
			tempo di esposizione . . .	3 min

Gli animali della 1<sup>o</sup> e 2<sup>a</sup> serie sono stati sacrificati mediante decapitazione, rispettivamente alla distanza di 1, 3, 8, 24 ore dall'applicazione: quelli della 3<sup>a</sup> serie a 1, 3, 5, 8 ore dall'irradiazione. Una 4<sup>a</sup> serie di ratti è stata sottoposta a 10 applicazioni di ultrasuoni erogati colle caratteristiche fisiche usate per la 2<sup>a</sup> serie. Tra la 1<sup>a</sup> e l'ultima irradiazione sono intercorsi 15 giorni: le applicazioni vennero fatte alternativamente sulla regione glutea destra e sinistra. Gli animali sono stati sacrificati per decapitazione 12 ore dopo l'ultimo trattamento. I controlli delle prime tre serie e della quarta hanno subito le stesse manipolazioni degli animali trattati, naturalmente senza emissione di campi ultrasonori.

Per ogni animale è stata determinata la formula leucocitaria prima del trattamento ed all'atto del sacrificio. Sui surreni sono state eseguite le seguenti ricerche istochimiche ed istofisiche: colorazione con Sudan III e Sudan nero, metodo di Liebermann-Schultze, metodo di Schiff, esame a luce polarizzata prima e dopo trattamento della sezione con acetone freddo per 30 min e prima e dopo trattamento con soluzione di digitonina. Questa serie di reazioni permette soprattutto di evidenziare la parte sterolica funzionalmente attiva dell'organo corticale e particolari gruppi atomici di notevole importanza (CAVALLERO, 1950).

Per gli animali della 4<sup>a</sup> serie e relativi controlli è stato anche determinato il peso dei surreni.

### Fenomeno di "Stress."

Si riportano i protocolli relativi alle esperienze fatte con unica applicazione di ultrasuoni.

#### I SERIE

		<i>Formula leucocitaria %</i>			
		Neutrofili	Eosinofili	Linfociti	Monociti
Ratto n. 1	{ Prima del trattamento . .	48,0	1,6	48,8	1,6
	{ Dopo 1 ora . . . . .	24,0	—	74,0	2,0
Ratto n. 2	{ Prima del trattamento . .	18,5	3,0	77,5	1,0
	{ Dopo 3 ore . . . . .	34,0	—	66,0	—
Ratto n. 3	{ Prima del trattamento . .	43,6	7,0	47,9	1,5
	{ Dopo 8 ore . . . . .	71,7	1,0	27,3	—
Ratto n. 4	{ Prima del trattamento . .	40,0	4,0	54,0	2,0
	{ Dopo 24 ore . . . . .	17,1	0,9	82,0	—

## II SERIE

		<i>Formula leucocitaria %</i>			
		Neutrofilì	Eosinofilì	Linfociti	Monociti
Ratto n. 5	Prima del trattamento . .	29,0	5,9	64,6	0,5
	Dopo 1 ora . . . . .	53,4	—	43,8	2,8
Ratto n. 6	Prima del trattamento . .	24,2	5,8	67,7	2,3
	Dopo 3 ore . . . . .	57,0	1,0	41,0	1,0
Ratto n. 7	Prima del trattamento . .	22,5	4,5	69,6	3,4
	Dopo 8 ore . . . . .	46,0	1,0	52,0	1,0
Ratto n. 8	Prima del trattamento . .	17,0	5,0	77,0	1,0
	Dopo 24 ore . . . . .	10,0	4,0	86,0	—

## III SERIE

		<i>Formula leucocitaria %</i>			
		Neutrofilì	Eosinofilì	Linfociti	Monociti
Ratto n. 10	Prima del trattamento . .	30,0	5,2	61,4	3,4
	Dopo 1 ora . . . . .	50,5	1,5	46,6	1,4
Ratto n. 11	Prima del trattamento . .	40,0	4,0	55,0	1,0
	Dopo 3 ore . . . . .	74,2	0,8	23,0	2,0
Ratto n. 12	Prima del trattamento . .	40,2	5,2	52,8	2,0
	Dopo 5 ore . . . . .	52,0	1,0	47,0	0,0
Ratto n. 13	Prima del trattamento . .	45,0	2,2	50,6	2,2
	Dopo 8 ore . . . . .	75,0	—	24,0	1,0

## CONTROLLI

		<i>Formula leucocitaria %</i>			
		Neutrofilì	Eosinofilì	Linfociti	Monociti
Ratto n. 14	Prima del trattamento . .	50,2	3,0	46,8	—
	Dopo 1 ora . . . . .	52,8	2,9	44,3	—
Ratto n. 15	Prima del trattamento . .	34,0	5,0	61,0	—
	Dopo 3 ore . . . . .	36,1	5,8	58,1	—
Ratto n. 16	Prima del trattamento . .	45,1	5,0	47,0	2,9
	Dopo 5 ore . . . . .	54,0	3,4	42,6	—
Ratto n. 17	Prima del trattamento . .	25,0	4,0	70,0	1,0
	Dopo 8 ore . . . . .	34,2	5,0	60,8	—



## MEDIE COMPLESSIVE

		<i>Formula leucocitaria %</i>			
		Neutrofili	Eosinofili	Linfociti	Monociti
Ultrasuoni	Prima del trattamento . .	33,2	4,4	60,5	1,7
	Dopo 1 ora . . . . .	35,9	0,5	54,8	2,0
	Dopo 3 ore . . . . .	55,0	0,6	43,3	1,0
	Dopo 8 ore . . . . .	65,5	0,7	34,4	0,4
	Dopo 24 ore . . . . .	13,6	0,9	84,0	—
Controlli	Prima del trattamento . .	38,6	4,2	56,0	1,0
	Dopo 1 ora . . . . .	52,8	2,9	44,3	—
	Dopo 3 ore . . . . .	36,1	5,8	58,1	—
	Dopo 8 ore . . . . .	34,2	5,0	60,8	—

Come risulta dalle tabelle in tutte le serie sperimentali, indipendentemente dalla potenza impiegata, gli animali hanno presentato una caduta netta del numero dei linfociti e degli eosinofili fino alla loro quasi completa scomparsa. Questa caduta procede gradualmente dalla prima all'ottava ora, mentre alla 24<sup>a</sup> ora il numero dei linfociti risale sino a superare il livello di partenza. Allo stesso intervallo di tempo più modesta è la risalita degli eosinofili.

I reperti istochimici ed istofisici nella corteccia surrenale sono abbastanza uniformi nelle tre serie sperimentali: dalla I<sup>a</sup> alla V<sup>a</sup> ora dopo l'applicazione si osserva a livello della zona fascicolata una graduale diminuzione del materiale sudanofilo, birfrangente, acetone solubile, Schultze e Schiff positivo, mentre la glomerulosa appare imm modificata. Questa diminuzione raggiunge la sua massima intensità negli animali sacrificati 5 ore dopo l'applicazione. Dopo 24 ore invece il carico lipidico raggiunge nuovamente e forse anche supera, il livello di partenza. Negli animali di controllo la quota linfocitica ed eosinofila non subisce modificazioni significative ed anche i reperti istochimici ed istofisici a carico del surrene sono uniformi in tutti gli animali e mettono in evidenza un forte accumulo di steroli.

**Fenomeno di adattamento.**

Si riportano i protocolli relativi alle esperienze fatte con ripetute applicazioni di ultrasuoni secondo le modalità precedentemente descritte.

## IV SERIE

		<i>Formula leucocitaria %</i>			
		Neutrofili	Eosinofili	Linfociti	Monociti
Ratto n. 20	Prima del trattamento . .	18,1	2,9	76,8	2,2
	Dopo il trattamento . . .	33,0	—	64,0	3,0
Ratto n. 21	Prima del trattamento . .	14,2	1,0	83,5	1,3
	Dopo il trattamento . . .	18,3	—	79,8	1,9
Ratto n. 22	Prima del trattamento . .	12,5	2,0	84,5	1,0
	Dopo il trattamento . . .	29,4	—	68,6	2,0
Ratto n. 23	Prima del trattamento . .	26,0	1,0	71,0	1,2
	Dopo il trattamento . . .	44,0	—	55,0	1,0

## CONTROLLI

Ratto n. 24	Prima del trattamento . .	14,1	1,0	90,0	1,9
	Dopo il trattamento . .	18,0	—	82,0	—
Ratto n. 25	Prima del trattamento . .	19,6	1,0	77,4	2,0
	Dopo il trattamento . . .	20,0	0,5	77,9	1,4
Ratto n. 26	Prima del trattamento . .	20,0	1,8	75,2	2,0
	Dopo il trattamento . . .	10,2	1,0	86,9	1,9
Ratto n. 27	Prima del trattamento . .	23,0	1,0	75,5	0,5
	Dopo il trattamento . . .	22,0	—	75,5	1,5
Ratto n. 28	Prima del trattamento . .	20,0	1,0	74,0	5,0
	Dopo il trattamento . . .	12,8	1,0	84,5	1,7

## MEDIE COMPLESSIVE

		<i>Formula leucocitaria %</i>			
		Neutrofili	Eosinofili	Linfociti	Monociti
Ultrasuoni	Prima del trattamento . .	17,7	1,7	81,5	1,4
	Dopo il trattamento . . .	31,2	—	66,8	1,9
Controlli	Prima del trattamento . .	19,3	1,1	78,6	2,3
	Dopo il trattamento . . .	16,6	0,5	81,5	1,3

Come risulta dagli schemi riportati negli animali sottoposti a ripetute irradiazioni, i linfociti e, soprattutto, gli eosinofili sono costantemente e sensibil-

mente diminuiti, mentre nei controlli non si sono avute a questo riguardo delle modificazioni univoche e significative.

Lo studio anatomico dei surreni ha messo in evidenza un netto aumento di peso degli stessi negli animali trattati rispetto ai controlli: la media ponderale del surrene negli animali sottoposti ad ultrasuoni è per 100 g di peso corporeo mg 35,55, (mentre nei controlli è mg 21,34). Una valutazione statistica dei dati conferma la significatività delle variazioni riscontrate.

Nelle ricerche di ordine istochimico i risultati non sono stati uniformi, ma comunque nettamente differenti nel gruppo degli animali trattati e in quello dei controlli. Infatti in 3 su 4 dei ratti sottoposti agli ultrasuoni si è riscontrato un carico sterolico ben evidente, mentre dei 5 controlli solo in uno si è apprezzato un forte carico lipidico.

### Considerazioni conclusive.

Le più recenti ricerche cliniche e sperimentali dimostrano che sotto l'azione di stimoli aspecifici di natura diversa («stress») l'ipofisi anteriore risponde con una immissione in circolo di ormone corticotropo (ACTH) il quale a sua volta mette in azione la zona fascicolata della corteccia surrenale liberando corticoidi II-17 ossigenati glicoattivi e protidoattivi. Una delle manifestazioni periferiche più caratteristiche di questa brusca immissione in circolo di corticoidi surrenali è la rapida caduta dei linfociti e degli eosinofili nel sangue circolante; la manifestazione istochimica caratteristica della stimolazione corticotropa è la diminuzione a livello della zona fascicolata della corteccia surrenale del materiale lipidico birfrangente, acetone solubile, Schultze e Schiff positivo.

I reperti da noi rilevati negli animali trattati con irradiazione unica sono in sostanza quelli caratteristici dello «stress» in quanto abbiamo osservato costantemente una caduta dei linfociti e degli eosinofili ed una diminuzione del colesterolo corticale, quale si riscontra in tutte le stimolazioni aspecifiche agenti sul complesso ipofisi anteriore-cortico surrene. Con ripetute stimolazioni ultrasonore si rendono ben manifesti anatomicamente i segni della iperfunzione corticale documentata soprattutto dal netto aumento di peso dell'organo insieme alla concomitante linfocitopenia.

Dal complesso dei risultati si può prospettare che la terapia ultrasonora nei suoi effetti possa agire anche attraverso una stimolazione del sistema ipofiso-surrenale, come già noto per altri stimoli aspecifici.

Ci sembra inoltre di poter escludere almeno in gran parte, nel determinismo dei fenomeni di stress da noi documentato, l'intervento dei fattori aspecifici locali, calore e dolore, che accompagnano ogni applicazione di ultrasuoni emessi con sufficiente intensità, e ciò in base alla dimostrata omogeneità dei reperti

ematologici ed istochimici surrenali sia negli animali trattati con ultrasuoni a forte potenza, sia in quelli sottoposti a vibrazioni ultrasonore erogate con

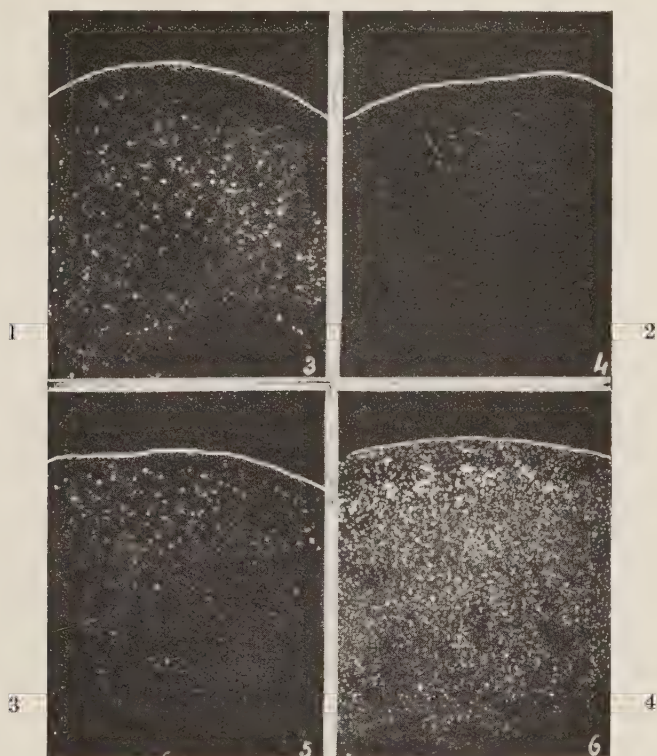


Fig. 1. — Effetto di «stress» degli ultrasuoni. Corteccia surrenale, esaminata a luce polarizzata, un'ora (1), tre ore (2), cinque ore (3) e ventiquattro ore (4) dopo l'applicazione. (Ingr. 15  $\times$ ).

debole intensità e tali da indurre una reazione dolorosa e termica del tutto trascurabile.



## Untersuchungen zur vegetativen Wirkung des Ultraschalles.

K. ECKEL

*Oberarzt der Nervenabteilung des Privatkrankenhauses «Salzkammergut» - Bad Ischl.*

Wir kennen eine Reihe von Erscheinungen, die für besonders enge Beziehungen zwischen US und dem vegetativen Nervensystem sprechen. Während eine Anzahl von Autoren noch bis vor kurzem die Beschallung vegetativer Nerven, bes. des Grenzstranges, im übrigen aber auch des ganzen Zentralnervensystems als Kontraindikation angesehen haben wollten, scheint jetzt dieser Standpunkt doch allgemein überwunden zu sein. Wir vertraten auf der Nervenabteilung Bad Ischl schon lange den Standpunkt, daß die Beschallung des Gehirns, Rückenmarkes und vegetativer Ganglien eine Dosierungs- und Applikationsfrage ist; bei einer ganzen Reihe neurologischer Krankheiten (Syringomyelie, Multiple Sklerose, Enzephalitis, Epilepsie, Arachnitis) sind praktisch wichtige Erfolge zu erzielen. Auch von anderen Stellen wurden jetzt ähnliche Erfahrungen mitgeteilt und bestätigt, daß das Gehirn erhebliche Absorption aufweist und auch ohne weiteres Intensitäten bis zu  $2 \text{ W/cm}^2$  verträgt (R. POHLMAN, J. PÄTZOLD).

Einige Besonderheiten des US-Effektes auf vegetative Nerven sind am Ggl. stellatum deutlich zu verfolgen. Während anfangs und bei niederen Intensitäten meist ein inkonstantes Bild mit flüchtigen sympathikotonen Erscheinungen (Mydriasis, Hyperästhesie, Hyperpathie) zu beobachten ist, das mit der mechanischen Irritation des Ganglion durch die Nadel beim Einstechen zur Infiltration vergleichbar ist, stellen sich die sympathikolytischen Effekte erst nach mehreren Minuten, oft sind bis zu 15 Min. nötig, ein und verlangen etwas höhere Intensitäten (bis ca  $2,5 \text{ W/cm}^2$  max.). Das Syndrom der US-Wirkung aufs Ggl. stell. (R. PAVELKA) ist durch Hyperthermie und Hypoästhesie gekennzeichnet. Die hierbei auftretenden Sensibilitätsänderungen sind der protopathischen Sensibilität zuzuordnen und sind die einzige Wirkung des US auf die sensible Leistung, die bisher bekannt ist. Die Ausbreitung erfolgt zwiebschalenartig über Schulter-Arm-Hals-Rippenbogen-Gebiet und das Syndrom entspricht ganz jenen, die nach Verletzungen von Gefäßen bekannt sind, bei denen sie auf die Läsion der vegetativen Gefäß-

wandgeflechte zurückgehen und in ihrer Begrenzung eben den arteriellen Versorgungsgebieten folgen (R. PAVELKA, D. GROSS).

Der praktische therapeutische Wert der Beschallung vegetativer Nerven ist groß, denn bei verschiedenen Formen der Akropathien (Akroparästhesie, Beschäftigungsneuritiden und -krämpfe, sonstige periphere Durchblutungsstörungen, trophische Ödeme, Akrocyanose u.ä.) erreichen wir mit der Beschallung der großen Extremitätenarterien und des Ggl. stell. bzw. des lumbosakralen Grenzstranges sehr gute Resultate über lange Beobachtungszeiten. Bei 12 Fällen von Akroparästhesien unseres Krankengutes, die über 6 bis 17 Monate beobachtet wurden, sind 50 % völlig beschwerdefrei, 40 % erheblich gebessert und nur 1 Fall rezidierte (K. BEREK). Selbst eindeutige toxische Neuritiden (Alkohol, Arsen) konnten mit der gleichen Beschallungstechnik, nämlich nur der großen regionalen Gefäße, überzeugend gebessert werden (K. ECKEL), was auch für die Rolle des Vegetativums bei der Pathogenese der Neuritis von Interesse ist.

Wegen der zu vermutenden bestimmenden Rolle der Beschallungszeit bei der Behandlung vegetativer Nerven muß an die traumatische Neuritis erinnert werden, als welche die Störungen bei den US-Therapeuten, wenn mit gegen Abfließen von US-Energie in die Hand nicht geschützten Schallköpfen gearbeitet wird, aufgefaßt werden. Auch hier kommt es offenbar zu einer sonst beim U.S. vermißten Summationswirkung von kleinen Energiemengen, die man sonst als unter der Grenze der formulierten Mindestintensität liegend annehmen müßte. Wenn sich heute langsam die Aufmerksamkeit mehr den neurogenen Auswirkungen der US-Anwendung zukehrt, so werden wir wahrscheinlich in mancher Beziehung bei der Deutung des Wirkungsmechanismus umlernen müssen. Die von physikalischer Seite hervorgehobene Rolle der Gesamtenergie von Intensität  $\times$  Zeit, die bei der Absorption umgesetzt wird, braucht nämlich dann keine große zu sein, wenn spezifisch-nervöse Effekte dadurch nur ausgelöst werden. Natürlich gibt es, wie aus der Reizphysiologie bekannt, hier wieder Schwellen, Mindestwirkzeiten usw. aber keineswegs ist der Letzteffekt irgendwie z.B. der umgesetzten Energie des elektrischen Reizstromes proportional. Wahrscheinlich werden sich erst bei Ausbau der neurophysiologischen US-Forschung manche Widersprüche lösen, die in der Frage des Impulsschalls heute noch so heftig aufeinanderprallen.

Bei der Beschäftigung mit den Allgemeinwirkungen des US, unter denen die häufigste und bekannteste die Müdigkeitsreaktion ist, fand ich bei Messungen der Kapillarresistenz, die ja Ausdruck eines weitreichenden vegetativen Geschehens ist, einige auffallende Hinweise. Bei Beschallung zentraler Anteile des Nervensystems bei der Behandlung von Multipler Sklerose, Parkinson, Enzephalitis u.ä. ist sicher mit dem Erreichen der medullären, wahrscheinlich auch der dienzephalen vegetativen Zentren zu rechnen. Hierbei finden sich nun oft sehr deutliche Senkungen der Kapillarresistenz (bis zu 60 %) und dement-

sprechend können auch Neigungen zu hämorrhagischer Diathese, manifest werden. Sehr eindrucksvoll war ein Fall, bei dem bei sehr günstiger Wirkung der US-Behandlung als ganzes auf den Krankheitsprozeß (schwere MS mit Tetraparese), in den Schenkeldreiecken symmetrische zungenförmig begrenzte Kapillarlähmungen auftraten, die nach Wochen eine Umwandlung in typische Pigmentareale zeigten. Die hier lokale und scharf begrenzte Kapillarlähmung war also Folge einer zentralen Irritation (Vasodilatatorensreiz mit genau abgegrenzter Projektion) des vegetativen Zentrums (Beschallung des Hirnstammes). Aus dieser Gruppe von Beobachtungen müssen wir folgern, daß die Beteiligung des vegetativen Systems bei der US-Behandlung recht weitreichend ist und über unmittelbare Wirkungen an der Beschallungsstelle oder deren räumlichen oder funktionellen Nachbarschaft hinausgeht. Besonders möchte ich betonen, daß nicht nur bei beabsichtigten Beschallungen des Gehirnes oder des Rückenmarkes mit dem Treffen vegetativer Zentren gerechnet werden muß, sondern fast ubiquiter, besonders aber bei allen paravertebralen Applikationen. Denken wir nur an die sehr problematische Ausbreitung des US-Bündels in und um die Wirbel so werden wir nicht mehr allzu viel von strengen Lokalisationen sprechen dürfen. Daß bei Beschallungen von ausgesprochen peripheren Stellen wie bei den rheumatischen Gelenkprozeßen, sich die Kapillarresistenz anders verhält, nämlich im Sinne einer Gefäßabdichtung einen Anstieg erkennen zu lassen scheint, wurde schon (vorher in einer Diskussionsbemerkung) erwähnt. Vermutlich ist diese Kapillarresistenz-Erhöhung mit verantwortlich für die bekannte rasche schmerzmindernde Wirkung des US.

Die Muskeltonusänderung durch U.S., über die hier bei lokalen Spasmen bei Arthrosen ausführlich gesprochen wurde (ZINN und SONNESCHEIN) ist nach meinen Erfahrungen mit dem Effekt bei Beschallung der hinteren Wurzeln noch nicht erschöpfend umrissen, so wertvoll und voll zu bestätigen dieser ist. Bei zentralspastischen Lähmungen (Myelitis, Multiple Sklerose, Enzephalitis u.ä.) nämlich haben wir in der ausgedehnten lokalen Beschallung der betroffenen Muskulatur eine Methode gefunden, die ganz erhebliche Lockerungen des Spasmus erbringt (K. ECKEL). Wir können also bei den detonisierenden Wirkungen des US nicht einfach von einer Dämpfung der sensiblen Teilstrecke des Reflexbogens in irgend einer Weise allein sprechen. Hier spielt, wie die Muskelbeschallungen lehren, mehr mit. Ich glaube Hinweise zu sehen, daß der Besserungsgrad stark von der Lokalisation der Pyramidenbahnläsion abhängt und zwar so, daß ein spinaler Sitz (Prototyp: Querschnittslähmung) so gut wie keine Änderung zeigt, während höhere Läsionen auch bei anfangs sehr starken Spasmus bessere Resultate bringen. Gleichartig auf die Muskelbeschallung reagiert auch der extrapyramidale Rigor, während die damit fallweise verbundenen Dyskinesen weder auf zentrale noch periphere Beschallung eine nennenswerte Änderung erkennen lassen. Ohne hier Kasuistik zu bringen, möchte ich einen Fall von Little'scher Krankheit bei einem 25 jährigen Schlosser



erwähnen, der mühsam arbeitsfähig war, und dessen erheblicher Adduktorenspasmus in jedem Bein für sich auf Beschallung der Muskulatur soweit zurückging, daß die aktive Abduktion der Beine, die vorher so schlecht war, daß er mit typischer Überkreuzungsneigung gerade gehfähig war, nachher ein normales Ausmaß zeigte und über zwei Jahre Beobachtungszeit ständige weitere Fortschritte zeigt.

Offenbar ist zum Zustandekommen dieser praktisch außerordentlich wichtigen detonisierenden Wirkung des US bei Muskelbeschallungen das Erhalten von distal von der Läsionsstelle befindlichen spinalen Systemen eine Voraussetzung. Die berechnigte Annahme solcher spinosubcortikaler Systeme ist nach neueren Ansichten über Tonus und Spasmus (F. BOLDT) gut untermauert. Im Vergleich mit den sehr kräftigen aber nur temporären pharmakologischen Behandlungen des Spasmus (Curare, Myokain) erweist sich der US-Effekt dort, wo er erzielbar ist, als beständig. Die Abgrenzung zu modernen operativen Maßnahmen (Kabelresektionen im Plexus, spinale Strangdurchtrennungen) muß erst nach weiteren Erfahrungen sowohl mit der US-Behandlung als auch der operativen Methode erarbeitet werden.

Die hier angeschnittenen Fragen stellen eine Ergänzung dar zu den älteren Befunden über besondere trophische Wirkungen des US, die z.B. bei der Sudeckschen Atrophie, den verschiedenen *Ulcerata cutis* und den intestinalen *Ulcerata*, beim Asthma und, wie heute von K. STUHLFAUTH berichtet, beim Lungenstumpf dem therapeutischen Effekt zugrunde liegen. Als im Vordergrund der biologischen US-Wirkung müssen wir heute überschauend die neurovegetativen Reizerscheinungen erkennen. Sie zwingen die zukünftigen Bemühungen um die Aufdeckung des Wirkungsmechanismus deutlich in eine Richtung, nämlich weniger am Modell, sondern am lebenden Organismus im physiologischen Experiment weitere Erfahrungen zu sammeln.

## LITERATUR

- [1] F. BOLDT: *Berl. med. Zeits.*, **1**, 174 (1950).
- [2] K. ECKEL: *Zeits. f. phys. Therap., Bäder- u. Klimaheilk.*, **3**, 146 (1950).
- [3] K. ECKEL: *Beobachtungen über die Kapillarresistenz bei der Ultraschallbehandlung* (Österr. Rheuma-Kongreß, Bad Gastein 10. u. 11.9.50). Im Druck.
- [4] K. ECKEL: *Fortschritte Neur. u. Psych.* 1951.



## Propagazione ed effetti degli ultrasuoni nei tessuti viventi mediante l'applicazione di lenti sonore convergenti.

F. FANUCCHI

*Istituto di Clinica Medica Generale dell'Università - Milano*

In questa nota preliminare vengono comunicate le ricerche tuttora in fase di svolgimento, eseguite nel nostro Istituto, sulla propagazione e sugli effetti degli ultrasuoni nei tessuti viventi, mediante l'applicazione di lenti sonore convergenti. Questo studio è stato iniziato in collaborazione con l'Istituto di Ultracustica di Roma, che ci ha fornito le lenti, che furono impiegate nei nostri primi esperimenti. Le loro caratteristiche sono state già illustrate da D. SETTE nella sua memoria:

*Lenti ultrasonore di materie plastiche*, in *Nuovo Cimento*, **6**, 135 (1949). Ho dovuto in seguito

sostituirle con altre più rispondenti alle esigenze tecniche delle nostre ricerche, variando il loro diametro e la relativa distanza focale: nell'unito disegno è rappresentato il dispositivo sperimentale definitivamente applicato alla testa

emittente dell'apparecchio Ultrafon-Pag (frequenza 1000 kHz, intensità variabile fra 0,5-3 W · cm<sup>2</sup>).

La lente — di plexiglas — viene fissata con un anello metallico a vite; il contatto dei mezzi trasmettenti è assicurato da un esilissimo velo di olio di vaselina; il cilindro di plexiglas che sovrasta la lente è riempito di acqua e coperto alla sua estremità superiore da una sottile membrana di gomma, fissata ai bordi. Il diametro del cilindro è di cm 2; la distanza del fuoco dalla membrana di gomma corrisponde a cm 1.7; (distanza focale della lente cm 3).

Riporto i protocolli degli esperimenti condotti sul fegato del cane e del coniglio e quelli sul cervello del cane. I primi quattro sono stati eseguiti con le lenti fornite dall'Istituto di Ultracustica (diametro cm 4, distanza focale cm 2,8).

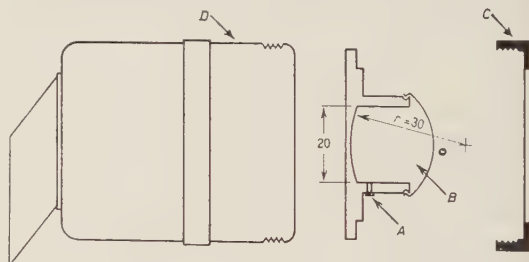


Fig. 1. — A) foro per immissione del liquido; B) camera di liquido trasmettente; C) ghiera di fissaggio della lente; D) testa emittente.

ESPERIMENTO N. 1. — Cane di mezza taglia sottoposto ad intervento operatorio laparotomico; applicazione diretta della lente (intensità  $3 \text{ W} \cdot \text{cm}^2$ ) sulla superficie anteriore del lobo destro del fegato, per la durata di cinque minuti primi. Sutura delle pareti; sacrificio dell'animale a 24 ore di distanza.

*Reperto macroscopici:* sulla zona di contatto chiazza bianco-grigiastra circolare del diametro di circa 3 cm; al taglio sagittale zona di necrosi a tronco di cono, non perfettamente omogenea, le cui superficie circolari opposte sono costituite dall'area descritta e da una zona localizzata sulla faccia inferiore del lobo, del diametro di circa cm 1,5; altezza del tronco di cono cm 1,8.

ESPERIMENTO N. 2. — Analogo al precedente: applicazione sulla regione supero-anteriore del lobo destro del fegato, previa incisione toracica, resezione della nona e della decima costa di destra, fra l'ascellare anteriore e la parasternale e successiva apertura della cupola diaframmatica; sacrificio dell'animale a due ore di distanza dall'intervento.

*Reperto macroscopico:* zona cianotica con numerose ecchimosi in corrispondenza del punto di contatto della lente; formazione conica come la precedente, con superficie inferiore più ristretta e di colore grigio-rossastro opaco; altezza del tronco di cono cm 2,1.

ESPERIMENTO N. 3. — Coniglio del peso di 3 kg. Applicazione sulla superficie anteriore del fegato con la stessa metodica del primo esperimento. Sacrificio dell'animale dopo 24 ore.

*Reperto macroscopico analogo.*

ESPERIMENTO N. 4. — Analogo al precedente (intensità  $1,3 \text{ W} \cdot \text{cm}^2$ ).

*Reperto macroscopico* equivalente, ma meno marcato.

I seguenti esperimenti sono stati eseguiti con il nuovo tipo di lente, risultando troppo voluminoso, e quindi di difficile applicazione, il precedente dispositivo sperimentale

ESPERIMENTO N. 5. — Coniglio di circa 3 kg di peso. Applicazione della lente emittente nelle stesse condizioni; potenza  $0,5 \text{ W} \cdot \text{cm}^2$ ; tempo 10 min.

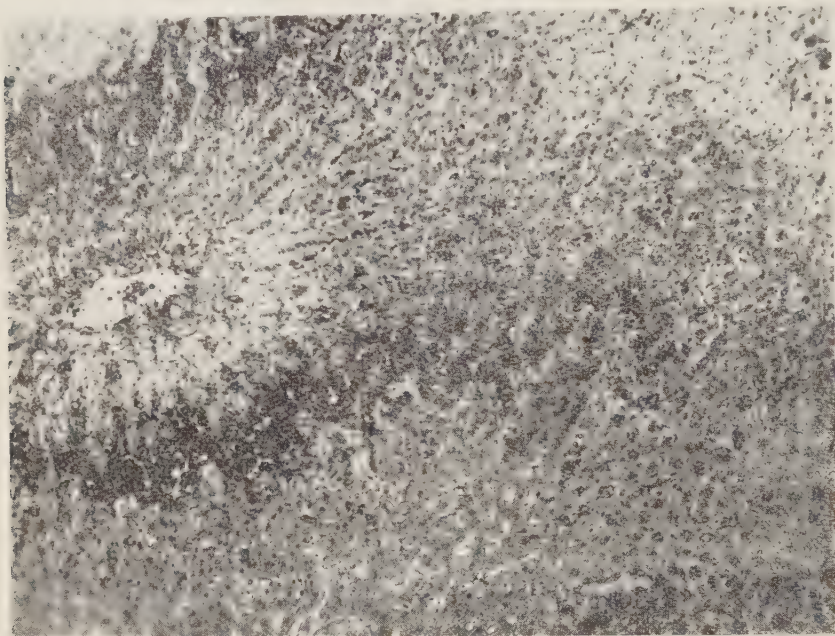
*Reperto macroscopico:* alterazioni assai meno spiccate dell'organo; le lesioni risultano limitate a un tronco di cono la cui base è costituita da una zona circolare del diametro di 2 cm sulla faccia anteriore del lobo destro; la superficie circolare opposta ha un diametro di cm 0,3 e si presenta, sulla faccia inferiore dell'organo, come una chiazzeria grigia-biancastra; i processi necrotici risultano molto marcati in questa zona.

ESPERIMENTO N. 6. — Metodica analoga alla precedente; applicazione sulla superficie supero-anteriore del lobo destro, previa incisione del ligamento falciforme, per aggredire l'organo nella sua parte più spessa; tempo di esposizione 10 min.

*Reperto macroscopico:* formazione di una zona conica, con netti caratteri degenerativi; l'apice si trova in prossimità dell'ilo epatico (lobo quadrato) ed è costituito da una chiazzeria bianco-grigiastra necrotica; l'altezza del cono, cm 1,5, corrisponde alla distanza fra la membrana emittente e il fuoco della lente.

ESPERIMENTO N. 7. — Analogo al precedente; tempo di esposizione 3 min, intensità 0,5 W · cm<sup>2</sup>.

*Reperto macroscopico:* assenza di lesioni evidenti tanto sulla superficie anteriore come nel contesto dell'organo; presenza di una zona grigiastra opaca del volume di un pisello in corrispondenza del lobo quadrato (lesione iniziale).



Microfotografia 1. — Oc. 3, Obb. 2; ematossilina eosina.

ESPERIMENTO N. 8. — Analogo al precedente; applicazioni però di una lente sonora del diametro di 2 cm, con distanza focale inferiore (cm 2).

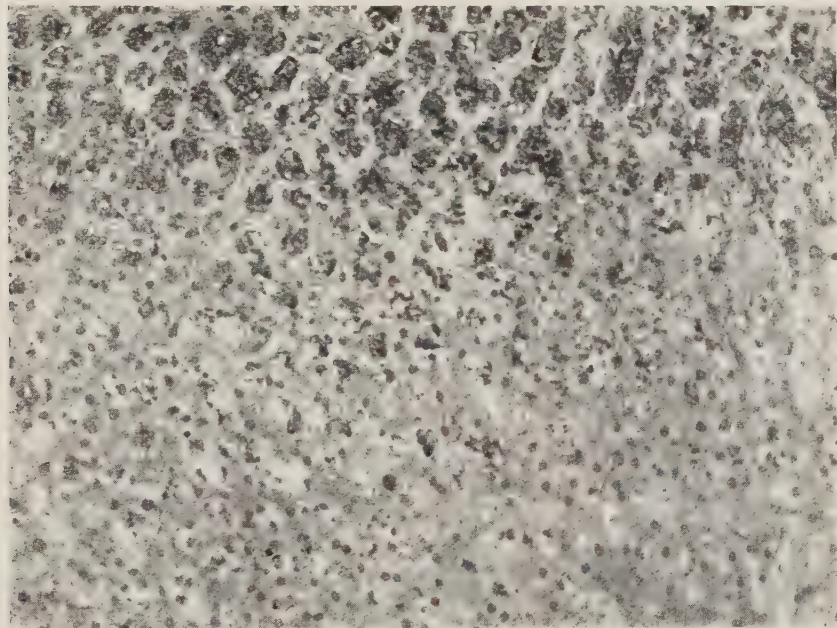
*Reperto macroscopico:* chiazza bianco-giallastra superficiale, senza lesioni nella profondità dell'organo.

*Esami microscopici.* — Per semplicità espongo i vari tipi di lesione, provocate dalle diverse intensità del campo ultrasonoro, tenendo presente la loro corrispondenza col grado delle alterazioni macroscopiche.

1) Lesioni molto gravi. — Accentuate alterazioni delle strutture parenchimali, interstiziali e vasali. Diffusa necrosi da coagulazione, che interessa sia le trave delle cellule epatiche, che le pareti vasali venose (sono rispettati per lo più i vasi arteriosi); il connettivo periportale in alcune zone è completamente alterato, mentre in altri punti è ben conservato. Nell'ambito delle zone necrotiche le singole entità lobulari sono ancora riconoscibili nella loro forma; le cellule epatiche in preda alla necrosi da coagulazione, se talora presentano ombre nucleari, in numerosissimi casi sono completamente prive di nuclei. In molti spazi portali e nelle zone lobulari, che sono in stretto contatto con esse, si rilevano particelle di aspetto granulare omogeneo, di varia



forma, intensamente tingibili con i colori basici di anilina, riunite in ammassi o in strisce continue a segnare il limite periferico del lobulo, con un aspetto che può essere interpretato come l'accumulo di granuli cromatinici (vedi microfotografie 1 e 2). Nelle zone alterate si notano pure vasti campi emorragici dovuti a necrosi della parete vasale venosa.



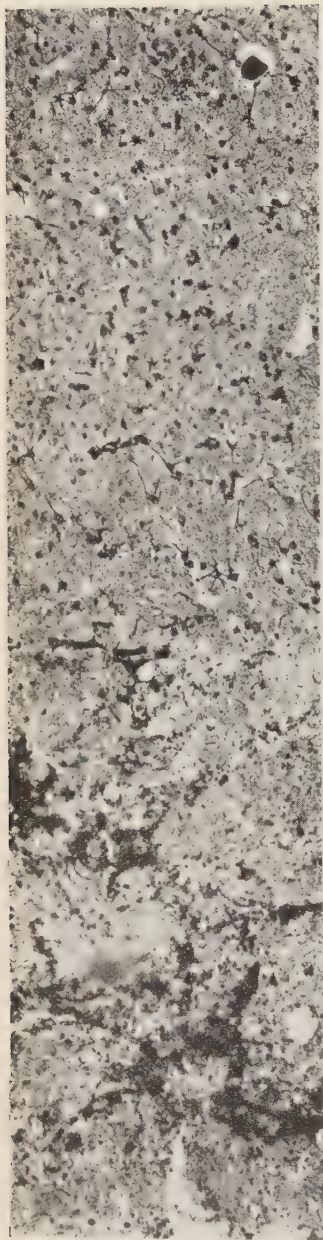
Microfotografia 2. — Oc. 3, obb. 5; ematossilina-eosina.

2) Lesioni di media gravità. — Si osservano alterazioni necrotiche parenchimali che sembrano colpire elettivamente il citoplasma (perdita delle affinità tintoriali, formazione di vacuoli grossolani), lasciando relativamente indenne il nucleo; alla periferia delle zone più colpite si notano lesioni meno intense, sebbene risultino per tratti piuttosto estesi alterazioni delle cellule epatiche, documentate da una scarsa tingibilità del citoplasma. Nei punti più alterati si osserva anche una modesta reazione polimorfonucleata, mentre nelle altre zone l'interstizio non sembra reagire in alcun modo.

3) Lesioni iniziali e limitate. — Sono costituite da una congestione dei sinusoidi lobulari, da perdita delle affinità tintoriali, da aspetti di iniziale metamorfosi albuminoidea citoplasmatica, per agglutinazione delle proteine in entità granulari visibili, e da minute formazioni vacuolari. I nuclei sono rispettati; l'interstizio si comporta passivamente.

La diversa gravità delle alterazioni macroscopiche e microscopiche è in rapporto con la intensità degli ultrasuoni, ed in ultima analisi, con la quantità





Microfotografia 3. Oc. 3, obb. 5; metodo Ortega. Alterazioni della struttura gliale nella zona focale della lente; integrità gliale nella zona superiore verso la corteccia.

di energia assorbita; è evidente una azione termica ed inoltre una azione essenzialmente meccanica (spostamento dei frammenti nucleari).

Queste lesioni acquistano un particolare valore dimostrativo nella esperienza n. 6, perchè hanno raggiunto la massima evidenza nella zona « focale » e più ancora nell'esperimento n. 7, nel quale le alterazioni in corrispondenza del fuoco della lente (lesioni limitate) erano dissociate da qualsiasi patimento delle rimanenti parti dell'organo, rilevabile sia con gli esami macroscopici che con le indagini microscopiche.

ESPERIMENTO N. 9. — Cane di taglia media; apertura in narcosi (pentotal endovenoso) di una breccia cranica nel parietale sinistro del diametro di circa 3 cm; applicazione sulle meningi della lente usata negli ultimi esperimenti (tempo 3 min, intensità  $2,3 \text{ W} \cdot \text{cm}^2$ ). Sacrificio dell'animale dopo 24 ore.

*Reperto macroscopico:* chiazze ecchimotiche superficiali sottomeningee; rilievo con i tagli frontali e sagittali di qualche emorragia puntiforme sottocorticale; presenza, in corrispondenza del fuoco della lente (cm 1,6 dalla superficie) di una zona di necrosi del volume di un chicco di riso, entro la quale, e nelle cui vicinanze si scorgono numerose emorragie puntiformi.

ESPERIMENTO N. 10. — Analogo al precedente (tempo 3 min, intensità  $1,5 \text{ W} \cdot \text{cm}^2$ ).

*Reperti microscopici.* — (Metodi di colorazione: Weigert-Pall.; impregnazione argantica secondo il metodo di Ortega modificato; Nissl; ematossilina-eosina; Mallory).

Nella zona corrispondente al fuoco della lente si nota la presenza di numerosi focolai emorragici. L'area necrotica è costituita da un accumulo di detriti amorfi, entro i quali si osservano isolotti di cellule con protoplasma disomogeneo, per la presenza di fenomeni di metamorfosi albuminoidea e vacuolare. Gli elementi gliali sono pressochè scomparsi; solamente qua e là si osservano cellule alterate, tozze, con prolungamenti grossolani. La zona necrotica è nettamente demarcata; all'interno il tessuto nervoso riprende completamente il suo aspetto normale fino alla superficie. I vasi nella zona alterata sono congesti e lasciano intravedere nel loro contenuto addensamenti di fibrina, che

rappresentano iniziali processi trombotici. Manca qualsiasi processo reattivo attorno al focolaio necrotico (vedi microfotografia 3).

Questo piano di esperienze (altre sono in corso per la valutazione delle lesioni a distanza di tempo) conferma fin d'ora che le alterazioni provocate dagli ultrasuoni risultano circoscritte al campo di azione delimitato dal fascio convergente prodotto dalle lenti.

Possono inoltre presentare un particolare sviluppo in profondità, nelle vicinanze della zona dell'organo corrispondente alla maggiore concentrazione delle radiazioni ultrasonore, una volta presi nella debita considerazione i fenomeni inerenti agli assorbimenti dei piani superficiali.

Si tratta di esperimenti preliminari e di orientamento, che richiedono un successivo ed adeguato sviluppo con tecniche appropriate (scelta delle lenti) e con dosi opportunamente stabilite di energia ultrasonora.

Il problema fondamentale consiste appunto nel ricercare di concentrare alla profondità voluta dosi di energia limitata, che non ledano le strutture sovrastanti.

## Azione terapeutica degli ultrasuoni; modalità tecniche e spunti interpretativi sul loro meccanismo di azione.

F. FANUCCHI e M. GIRELLI

*Istituto di Clinica Medica Generale dell'Università - Milano*

Nel nostro Istituto abbiamo esteso la terapia con gli ultrasuoni, iniziata nel 1948, ad un numero sempre maggiore di ammalati.

Le applicazioni sono state eseguite nelle seguenti affezioni morbose: lombo-artriti; ischialgie primitive o secondarie a processi lomboartritici; artrosi cervicali con plessalgie cervicobrachiali; neuroradicoliti; artrosi scapolo-omerali e coxo-femorali; periartriti scapolo-omerali; neurinomi sui monconi di amputazione; morbo di Raynaud con sclerodermia; ipercheratosi.

La nostra recente casistica (1950) assomma a 33 pazienti; unendoli a quelli già studiati da FANUCCHI e BUSSI nel 1948 e da GIRELLI nel 1949 si raggiunge la cifra di circa 90 ammalati sottoposti a questo trattamento. Gli effetti nel complesso sono da ritenere favorevoli, tanto da giustificare l'impiego degli ultrasuoni nella terapia fisica; gli insuccessi completi risultano molto limitati.

Le applicazioni, eseguite molto spesso con sostanze medicamentose di contatto (soluzione oleosa-cloroformica al 10% di Jotione), vennero attuate con diverse modalità tecniche che saranno descritte in seguito. Indichiamo nella seguente tabella riassuntiva la casistica: a sinistra è espresso il numero dei pazienti curati di recente, per mezzo di un ottimo apparecchio del commercio — Ultrafon Pag — avente le seguenti caratteristiche: frequenza 1000-3000 kHz e potenza variabile fra 0,5-3,3 W acustici  $\cdot \text{cm}^2$ ; a destra sono invece riferite le osservazioni precedenti e già descritte in altri lavori; l'apparecchio usato (Tan Safar 250 modificato) era di potenza molto più limitata (0,3-0,5 W  $\cdot \text{cm}^2$ ) e di frequenza inferiore (400 kHz).

Il segno +++ corrisponde all'apparente guarigione clinica; il segno ++ a un sensibile miglioramento; il segno + a un lieve miglioramento; il segno — esprime la mancanza di qualsiasi effetto.

L'esame della tabella dimostra che gli effetti favorevoli mantengono sempre le stesse percentuali, sebbene risultino diverse le modalità delle applicazioni e le caratteristiche fisiche degli ultrasuoni impiegati (frequenza 1000 kHz,

TABELLA I.

C A S I	1 9 5 0						1 9 4 8 - 4 9						Totale complex.
	+++	++	+	—	Totale		+++	++	+	—	Totale		
Processi nevralgici o plessalgici secondari a spondilartrosi cervico-brachiali o lombosacrali	9	3	2	1	15		35	4	2	6	47		62
	60%	20%	13,3%	6,6%			74,5%	9%	4%	12,5%			
Lomboartriti . . . . .	3	—	1	1	5		2	1	—	—	3		8
Artrosi delle grosse articolazioni . .	—	4	—	—	4		—	—	—	—	—		4
Periartrite scapolo-omeroale . . . . .	—	1	—	—	1		—	—	—	—	—		1
Neuroradicoliti, nevralgie . . . . .	2	2	2	2	8		2	—	—	3	5		13
Neurinomi . . . . .	—	2	—	—	2		—	—	—	—	—		2
Morbo di Raynaud (sclerodermia) .	—	1	—	—	1		—	—	—	—	—		1
	—	—	—	—	36		—	—	—	—	55		91



intensità  $1-3 \text{ W} \cdot \text{cm}^2$  nel 1950; frequenza 400 kHz, intensità  $0,3-0,4 \text{ W} \cdot \text{cm}^2$  nel 1948-49).

Valga per esempio il caso delle nevralgie e delle plessalgie cervico-brachiali e lombosacrali secondarie a spondilartrosi, nelle quali i risultati positivi (espressi dai segni +++ e ++) raggiungono quasi l'80% della totalità dei pazienti trattati con gli ultrasuoni.

Effetti meno decisi, ma comunque sempre considerevoli, sono stati ottenuti anche nelle lomboartriti ed in alcuni casi di neuroradicoliti e di nevralgie primitive, eccetto le trigeminali; successi rapidi sono intervenuti, dal lato antalgico, dopo l'applicazione sui neurinomi dei monconi di amputazione. Nel paziente affetto da morbo di Raynaud si è avuta una completa remissione delle crisi asfittiche solamente durante il periodo della cura; le lesioni sclerodermiche (applicazione locale a massaggio con testa emittente ultrasonora a 3000 kHz) non si sono sensibilmente modificate; il movimento della mano e delle dita risultava però molto più libero, tanto da consentire una sufficiente funzione, prima notevolmente ridotta.

Gli effetti terapeutici sono da riferire principalmente all'azione antalgica e alla conseguente risoluzione degli stati contratturali muscolari in prossimità delle articolazioni colpite dai processi degenerativi e talora infiammatori. Anche in questo ultimo gruppo di osservazione (1950) i risultati positivi sono stati per lo più preceduti da una riacutizzazione delle manifestazioni dolorose spontanee, di durata piuttosto breve, e insorta a qualche ora di distanza dalle applicazioni.

Usando la frequenza di 1000 kHz queste applicazioni vennero attuate con modalità diverse; alcune volte si è effettuato un massaggio molto ampio con potenze elevate ( $3 \text{ W}$  acustici  $\cdot \text{cm}^2$ ), specialmente nei casi di lomboartrite, quando mancava un preciso riferimento doloroso spontaneo, determinato dal patimento dei plessi nervosi relativi o dei tronchi periferici. Altre volte si è preferito l'applicazione localizzata della testa emittente in corrispondenza del punto ischiatico superiore (sciatalgie) o in zone equivalenti di massima dolorabilità spontanea o provocata (punti di Walleix) sul decorso dei diversi nervi colpiti dai processi nevralgici; per questi scopi si sono usate potenze inferiori ( $1 \text{ W} \cdot \text{cm}^2$ ) per pochi minuti primi (1, 2, 3 min al massimo). Spesso si è anche ricorso ad una tecnica intermedia, costituita da un massaggio a spostamenti molto limitati in zone circoscritte, sempre tenendo presenti i relativi punti dolorosi. Inoltre, con molta frequenza, le varie metodiche furono integrate e combinate tra di loro: quando, dopo un massaggio molto ampio e di intensità elevata, si è potuto localizzare un punto elettivamente doloroso, si è completata l'azione ultrasonora a campi variabili con quella a campi stazionari di limitata potenza nella zona prescelta, e talora anche con potenze più elevate per brevissimi periodi di tempo (20-40 s). Infine le applicazioni subacquee sono state limitate ad alcuni processi artropatici a carico degli arti inferiori,

allorquando risultavano interessate le piccole articolazioni tarso-metatarsali o falangee.

Salvo qualche eccezione nei casi favorevoli si è sempre manifestata, come si è detto, una reazione dolorosa interessante i tronchi nervosi colpiti dagli ultrasuoni. Essa è stata, dopo le applicazioni puntate, immediata, durante le sedute, e tardiva; la stessa reazione tardiva si è verificata in seguito ai massaggi ampi e ha acquistato il solito carattere di una crisi transitoria, che assume l'aspetto di una reazione da focolaio, analoga a quella provocata dalle più usate terapie stimolanti.

Quando le reazioni dolorose, successive alle applicazioni puntate o ai massaggi molto circoscritti, persistono ininterrotte, per alcune ore dopo il termine delle sedute, il miglioramento clinico avviene con estrema difficoltà. Dopo il massaggio solamente nelle nevralgie e nelle plessalgie cervico-brachiali la reazione dolorosa risulta piuttosto modesta e qualche volta manca addirittura.

L'uso di sostanze medicamentose sembra coadiuvi l'azione degli ultrasuoni; si tratta però più di una impressione che di una certezza, documentata da precisi rilievi clinici.

Le recidive durante 18-20 mesi hanno raggiunto la frequenza del 10%; esse per lo più sono state dominate dai successivi interventi e gli stessi pazienti sono ricorsi a noi spontaneamente per ripetere la cura.

I processi morbosi esaminati costituivano per lo più manifestazioni ribelli ai comuni presidi medicamentosi e spesso all'impiego della fisio- e della luto-terapia.

Dalla nostra personale esperienza risulterebbe che il massaggio trova la sua particolare indicazione nei casi nei quali manca una specifica reazione dolorosa a carico dei plessi e dei tronchi nervosi, o quando non sia possibile individuare fino dall'inizio punti dolenti, ove applicare la testa emittente; è da preferire invece l'applicazione puntata, isolata o associata con il massaggio, quando tali punti dolorosi elettivi siano immediatamente reperibili o risultino localizzati da una precedente masso-terapia ultrasonora. Con la tecnica delle radiazioni puntate (campi stazionari) se si variano adeguatamente i tempi di esposizione si hanno gli stessi effetti usando frequenze di 400 e di 1000 kHz ed intensità rispettive di 0,3-0,4 e di 1-1,5 W · cm<sup>2</sup>.

Per quanto riguarda il meccanismo di azione noi insisteremmo ancora a valorizzare l'effetto riflesso provocato dagli ultrasuoni attraverso le vie nervose periferiche; noi abbiamo supposto una influenza sul ricambio locale e sulla motilità dei piccoli vasi in prossimità dei tessuti periarticolari, determinata dalla stimolazione delle vie nervose afferenti, per mezzo di un arco diastaltico midollare, localizzato al relativo segmento mielomerico e sviluppatosi al livello delle cellule della colonna intermedio-laterale, con impulsi efferenti sulle corrispondenti fibre simpatiche.

Il dolore immediato provocato dagli ultrasuoni non pare abbia una influenza diretta sulla risoluzione della sintomatologia algogena spontanea; esso potrebbe costituire invece una semplice reazione della fibra afferente allo stimolo ultrasonoro quando i tronchi nervosi siano stati colpiti da una dose adeguata di energia, quella stessa capace a sua volta di modificare l'alterato stato di reattività dei tessuti ammalati. È presumibile inoltre che la trasmissione degli impulsi si divida al livello del corrispondente segmento mielomerico; da una parte seguirebbe le vie dei fasci crociati spinotalamici, dall'altra si propagherebbe alle cellule della colonna intermedio-laterale, e di qui lungo le vie simpatiche efferenti.

Non è neppure da trascurare l'ipotesi (specialmente per le applicazioni puntate) di una azione diretta sulle fibre nervose che nel complesso del nervo sono in stato di particolare sofferenza e determinano la fenomenologia dolorosa; esse sole per una loro maggiore vulnerabilità potrebbero essere sensibilmente modificate dall'insulto ultrasonoro, che alle dosi terapeutiche non provoca alcuna lesione temporanea dei cilindrassi normali (FANUCCHI, BUSSI, SANGUINETI).

Pur valorizzando questi meccanismi di azione non intendiamo escludere un effetto diretto del fascio ultrasonoro a livello delle articolazioni e specie dei tessuti periarticolari; è possibile che le vibrazioni agiscano direttamente modificando, per mezzo di fenomeni meccanici o biochimici molto complessi, il ricambio tessutale.

Un valore particolare acquistano le reazioni dolorose tardive; esse possono esprimere l'effetto di una vera e propria terapia stimolante, che variamente si combina con l'azione antalgica, nel determinare la risoluzione del processo morboso.

Accenno da ultimo, per i necessari riferimenti sul meccanismo di azione, alle esperienze di BUSSI e DOVA che hanno consentito di dimostrare nel ratto fenomeni di « stress » in seguito alle applicazioni uniche di ultrasuoni e fenomeni di adattamento dopo applicazioni multiple.

## Über Ultraschallveränderungen am Rattenhoden.

E. GÜNSEL

*Strahlenabteilung des Kreiskrankenhause - Ludwigsburg*

Für die Erforschung der biologischen Wirkung der Röntgenstrahlen hat das Verhalten des Keimepithels der Testikel eine grundlegende Bedeutung gewonnen und es sind hierbei Erkenntnisse gesammelt, die uns jetzt bei der Auswertung der US-Effekte an diesem Organ von unschätzbarem Wert sind. Für unsere experimentellen Untersuchungen [1] haben wir Rattenhoden genommen und haben in Narkose (2 cm<sup>3</sup> einer 10% Urethanlösung subkutan) die Testikel in das Scrotum gedrängt und dort mittels Fadenumschlingung fixiert. Auf den nach oben gerichteten Schallkopf unseres Gerätes (Ultrasonator/Ultrakust) haben wir einen 10 cm<sup>3</sup> hohen Glastrichter mit einer 3 cm  $\varnothing$  Austrittsöffnung aufgesetzt und diesen mit Wasser gefüllt. Die Beschallung wurde einzeitig bei schwacher Sprudelbildung des Wassers durchgeführt. Die Hoden waren nach Abschluß des Versuches erwärmt und später etwas ödematös geschwollen. Die Testikel wurden vom 3. bis zum 21. Tag histologisch (Paraffin, Färbung der Querschnitte mit HE) untersucht.

Bereits am 3. Tag waren destruktive Veränderungen am Keimepithel zu erkennen. Diese beschränkten sich z.T. nur auf eine Randzone, später waren im ganzen Feld Defektbildungen nachweisbar und zwar fanden sich Gruppen oder auch vereinzelt Kanälchen mit zugrundegehendem Keimepithel, unmittelbar daneben auch wieder völlig intakte Tubuli. Diese «fleckweise Wirkung» darf nicht auf besondere Eigenschaften der US-Quelle zurückgeführt werden, da sie sich in gleicher Weise bei allen anderen auf das Keimepithel wirkenden Noxen (Röntgenstrahlen, Wärme, Gifte, nutritive und hormonale Schädigungen) und auch an anderen biologischen Objekten [2] findet. Bei stärksten Schädigungsgraden waren im ganzen Hodenquerschnitt nur noch wenige oder gar keine intakten Kanälchen mehr vorhanden, d.h. es war eine völlige Hodenatrophie eingetreten.

Die einzelnen Phasen der Entblößung der Kanälchenwand von seinen Zellschichten lassen sich aus den Präparaten ansehen. Es kommt zunächst zu einer Abstossung der zum Kanälchenlumen gelegenen Spermatiden, dann löst sich



die zunächst gelegene Zellschicht, die Spermatocyten ab und zuletzt werden die basal sitzenden Spermatogonien (Abb. 1) häufig als geschlossene Gruppe eliminiert. Offenbar als Folge einer größeren Reizperzeption finden wir auch Kanälchen, in denen sich alle Keimzellen zugleich von der Wand ablösen. Sie liegen dann regellos in der Lichtung und besonders hier, aber auch in anderen schwächer getroffenen Tubuli sehen wir überall Spermagglutinate in

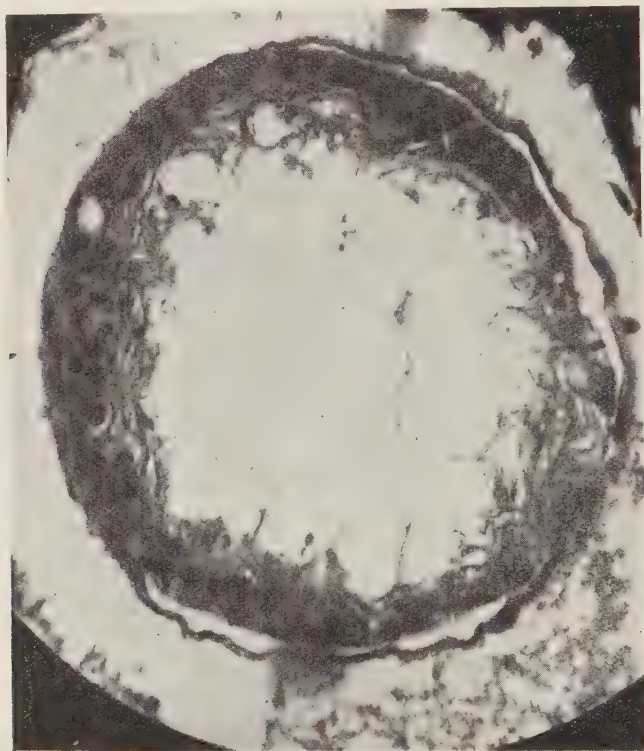


Abb. 1. — « Einfache Hodenatrophie » nach Beschallung. Nur die basal gelegene Spermatogonien-schicht ist noch erhalten, die Spermatocyten und Spermatiden sind abgestossen.

1 : 350.

Form mehrkerniger Riesenzellen. Dieser Vorgang, der sich bei der US-Einwirkung auf das Keimepithel abspielt, ist uns als sogenannte « einfache Hodenatrophie » bekannt und man betrachtet ihn allgemein als die physiologische Degenerativ-Reaktion dieses Organs, als die idiopathische Antwort auf schädigende exogene oder endogene Einflüsse. Daß wir mit US eine derartige Hodenatrophie herbeiführen können, kann demnach nicht als außergewöhnlich bezeichnet werden. Größere Aufmerksamkeit ist dagegen der Frage zuzuwenden, ob diese Epitheliolyse durch die mechanische Wirkung des U.S., die Mikromassage der Zellen ausgelöst wird oder ob allein der Thermoeffekt für das

Zustandekommen dieses Vorganges verantwortlich gemacht werden kann. Wir haben zu diesem Zweck unter sonst gleichen Bedingungen Rattenhoden 1/4 Std im isothermen Wasserbad erwärmt [3] und bereits bei einer Temperaturstei-

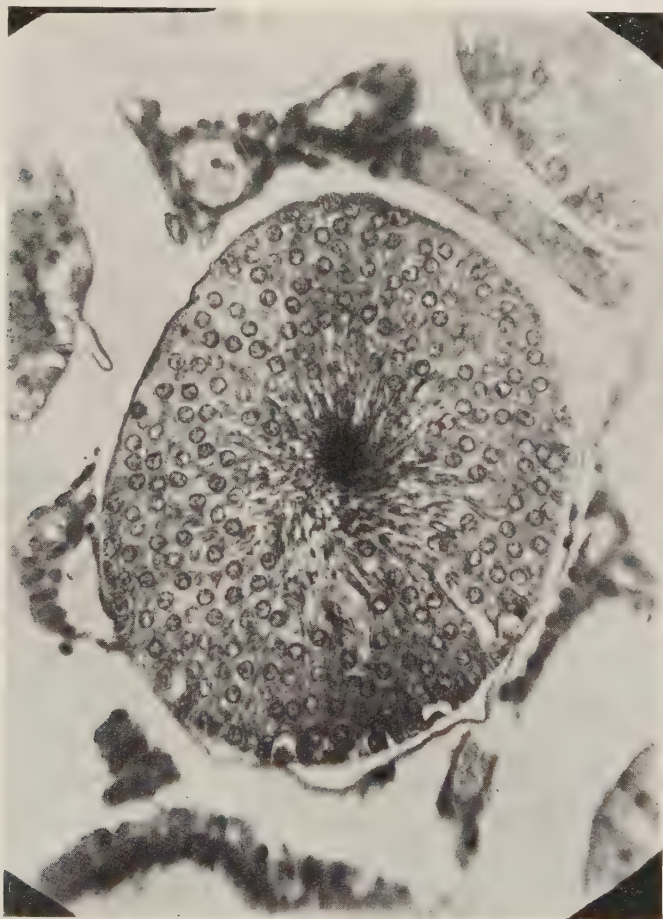


Abb. 2. — Dritte Phase des « Röntgenhodens », hier durch vorsichtige Erwärmung (44 °C/15 Min) hervorgerufen. Die Basalschichten sind verschwunden, die weiter ausgereiften Spermatozoen sind stehengeblieben. 1 : 300.

gerung auf 44 und auch schon auf 41 °C fanden sich degenerative Veränderungen am Keimepithel. Die sich dabei abspielenden Vorgänge unterscheiden sich in nichts von dem Effekt, den wir mit US haben erzielen können. Wir glauben demnach folgern zu dürfen, daß bereits die bei der Einwanderung der US-Wellen entstehende Wärme als Erklärung für die Wirkung am Organ herangezogen werden kann. Der ungewöhnlichen Überempfindlichkeit des Keimepithels gegen Wärme trägt ja auch die Natur Rechnung, denn die Testikel

werden im Scrotum außerhalb des Bauchraumes wie in einem Kühltank aufbewahrt und tatsächlich genügt bereits die Körperwärme, um beim Kryptorchismus oder operativ freigelegten Hoden Atrophie herbeizuführen. Die Wärme kann geradezu als adäquater Reiz für das Keimepithel bezeichnet werden.

Bei unseren mit geringer Temperatursteigerung behandelten Tieren fanden wir überdies einen von der oben beschriebenen « einfachen Hodenatrophie » völlig verschiedenen Degenerationsvorgang [4]. Bei einer großen Zahl von Tubuli war allein an den basal liegenden Spermatogonien eine Schädigung nachweisbar, vielfach waren diese ganz aus dem Querschnittsbild verschwunden. In anderen Kanälchen waren sowohl die Spermatogonien als auch die weiter peripher liegenden Spermatocyten ausgeschieden und es sind nur noch die überdies völlig ungeschädigten Spermatiden erhalten, die jetzt das ganze Lumen ausfüllen. Solche Bilder (Abb. 2) kennen wir nur von der Röntgen-depopulation des Hodens her dann, wenn kleine Strahlenmengen zur Anwendung kommen. Es ist uns also gelungen, mit vorsichtig dosierter Wärmezufuhr die gleichen Veränderungen am Keimepithel herbeizuführen, wie es nach der bisherigen Auffassung nur mit kurzweiligen Strahlen möglich ist. Die Röntgenstrahlen entfalten auch am Keimepithel keine spezifische Wirkung und die Unterschiede im Reaktionsablauf des biologischen Geschehens sind lediglich dosimetrisch bedingt. Es gibt demnach nur eine einzige Hodenatrophie und die bisher bekannten Unterschiede zwischen « einfacher » und « Röntgen- » Atrophie des Hodens sind nur gradueller Art. Die geringsten Schädigungen äußern sich mithin bei der Hodenatrophie zuerst an den unausgereiften Spermatogonien und erst später an den weiter ausgereiften und mehr zum Lumen liegenden Zellschichten. Nach gröberer Schädigung erfolgt die Depopulation in umgekehrter Richtung entsprechend der tektonischen Lagerung zur Kanälchenwand. Stärkste Insulte schließlich werden mit einer Zugleichablösung aller Zellen beantwortet. Wenn es uns auch in unseren Versuchen zunächst nicht gelungen ist, mit US die Schädigung so zu induzieren, daß der Zelluntergang entsprechend der Ausdifferenzierung des Keimepithels rein zutage tritt, so scheint uns doch die Möglichkeit hierfür grundsätzlich gegeben, besonders dann, wenn exaktere Dosisbestimmungen als bisher vorgenommen werden können.

#### LITERATUR

- [1] E. GÜNSEL und H. K. FUCHS: *Strahlentherapie*, **79**, 261 (1949).
- [2] O. AMMICH, G. EIGLER und E. GÜNSEL: *Strahlentherapie*, **76**, 544 (1947).
- [3] E. GÜNSEL: *Strahlentherapie*, **80**, 299 (1949).
- [4] E. GÜNSEL: *Strahlentherapie*, **80**, 467 (1949).

## Gedanken über den Wirkungsmechanismus der Ultraschall-Therapie und ihre Ergebnisse bei Erkrankungen.

U. HINTZELMANN

*Dozent Dr. med. Dr. phil. - Chefarzt der Rheuma-Klinik - Wiesbaden*

1. – Die Fähigkeit der Verflüssigung thixotroper Gele ist eine der Grundlagen der US-Wirkung auf rheumatische Erkrankungen. Sie ist daher bei allen jenen Formen des Rheumatismus zu erwarten, bei denen die anatomischen Veränderungen in einer Wasserverarmung der Gewebe bestehen. Dies gilt besonders für die Bandscheibendegeneration der Spondylosis deformans und für die Bindegewebe- und Knorpelprozesse des Morbus Bechterew. Weiter gehören hierher auch gewisse Formen der Arthrosis rheumatica, endocrina, deformans etc.

2. – Die Steigerung der Zellwand- und Membranpermeabilität, mutmaßlich physiologisch gerichtet, ist die zweite Wirkungsgrundlage, die zur theoretischen Beurteilung der Ultraschallwirkung dienen kann.

3. – Ihr schließt sich an — namentlich für das Verständnis der US-Wirkung am Nerven aufgestellt — die Theorie von HINTZELMANN über die intermicellare Wasseverschiebung speziell in faserigen Strukturen. Experimentell werden seine Anschauungen gestützt durch die Versuche von SCHMID an künstlichen Membranen.

4. – Für den Rheumatologen von Bedeutung ist die spezifische Adsorption des US an Phasengrenzen und seine Umwandlung in Wärme an diesen Orten (Beispiel Nervus ischiadicus). Hierdurch erweist sich der US als eine ganz besondere, nämlich gerichtete, Form der Wärmetherapie und unterscheidet sich damit grundlegend von der Ultrakurzwellenwirkung (diese ist eine allgemeine Durchwärmung ohne an besondere Grenzphasen gebunden zu sein).

5. – Die Gefäßwirkung des US ist wohl eine der wichtigsten, da sie in der Peripherie auf das vegetativnervöse Terminalreticulum trifft, wo sich nach den Vorstellungen FEYRTERS die beiden großen «Lebensströme», der korpuskuläre Blutstrom mit dem nervösen Energiestrom berühren. In dem hier gelegenen



syncytialen Gewebe sind ja auch die primären pathologischen Veränderungen des Rheumatismus zu suchen ebenso wie die zur Heilung führenden hygienetischen Prozesse. Eine an diesen Orten angreifende Energieform ist als spezifisch wirkend anzusprechen.

6. – Der US greift in den Reflexmechanismus der Headschen Zonen ein, wie schon 1948 HINTZELMANN vermutete und neuerdings STUHLFAUTH ausführlich nachgewiesen hat.

7. – Betrachtet man von diesem allgemeinen Standpunkt aus die Ergebnisse der US-Therapie, so ist einleuchtend, daß an erster Stelle der Morbus Bechterew und die Spondylosis deformans ansprechen, soweit natürlich die pathologischen Prozesse nicht zu sehr fortgeschritten oder gar in die irreversible Phase getreten sind. Daran schließen sich die Arthrosen und Arthritiden an, deren akutes Stadium überwunden ist, die Kollagenosen sensu ampliori, die Neuralgien und Neuritiden, sofern es sich nicht um rein symptomatische Formen handelt. Ferner sprechen die rheumatischen Gefäßerkrankungen und Muskelveränderungen günstig an.

•

## Erfolge, Misserfolge und Gefahren bei der klinischen Anwendung von Ultraschallwellen.

W. KAHLERT

*Hannover-Empelde*

Es soll versucht werden, ein klares Bild davon zu geben, was man von der Ultraschallbehandlung bestimmter Krankheiten zu erwarten hat. Wir haben an 250 unserer Patienten, die wir vor einem Jahr und vor noch längerer Zeit mit Ultraschall behandelt haben, Fragebogen geschickt. Es ist zu bemerken, daß diese 250 Patienten nicht besonders zu diesem Zweck ausgesucht worden sind; es wurden die ersten 250 Karteikartenfälle befragt.

Wir haben Ultraschallwellen nur bei solchen Krankheiten angewandt, bei denen man mit den bisher üblichen Mitteln nicht weiter kam, bzw. bei denen man nach den bisherigen Erfahrungen mit an Sicherheit grenzender Wahrscheinlichkeit Arbeitsunfähigkeit, wenig Erfolg versprechenden, langdauernden Krankenhausaufenthalt oder Siechtum erwarten mußte und bei denen man auf der anderen Seite auf Grund der vorliegenden Erfahrungsberichte eine Besserung oder Heilung annehmen durfte.

1. — *Ulcus cruris* (Vorbedingung: Behandlung mit üblichen Mitteln erfolglos). Behandlungsplan: Niedrige Wattzahl des Ultrakustgerätes, Sitzung je 5-10 Minuten, ein- bis zweitägige Pausen, Behandlung wenn irgend möglich im Krankenhaus, im Anschluß eventuell Verödung der Varizen. Gesamtzahl der U.S.-Sitzungen im Durchschnitt: 11,4.

2. — *Neuritis* (insbesondere Ischias). (Vorbedingung: Rö-Aufnahmen z.B. bei Ischias: Wirbelsäule, Becken, Zähne; Versuch mit Wärme, Bettruhe, Kurzweile, Vitaminen, Salizyl u. a.) Behandlungs-

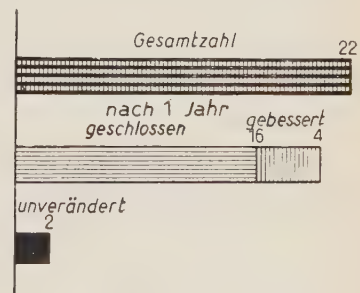


Abb. 1 — Nach 1 Jahr:  
Von 22 Fällen: 16 geschlossen,  
4 gebessert, 2 unverändert.

plan: Mittlere Wattzahl des Ultrakustgerätes, Sitzung je 7-10 Minuten, ein- bis zweitägige Pausen, ambulant oder im Krankenhaus.

Aus den Durchschnittszahlen der US-Sitzungen ersieht man, daß der

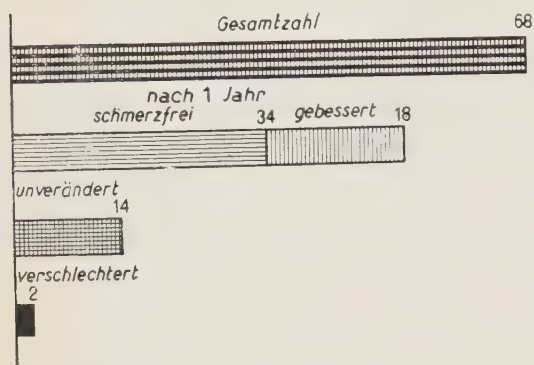


Abb. 2. — Nach 1 Jahr: Von 68 Fällen:  
 34 schmerzfrei mit 8,9 Sitz. im Durchschnitt,  
 18 gebessert mit 12,8 Sitz. im Durchschnitt,  
 14 unverändert mit 15,3 Sitz. im Durchschnitt,  
 2 verschlechtert mit 10,5 Sitz. im Durchschnitt.

sis deformans, Bechterew). (Vorbedingung: Röntgen-Aufnahmen, Fokalsanierung. In fast allen Fällen waren jahrelange Versuche mit anderen Mitteln und Kuren in Bädern vorausgegangen. Die meisten Patienten kannten schon seit Jahren das Gefühl der Schmerzfreiheit nicht mehr!) Behandlungsplan: wie bei Neuritis. Möglichst Bäder, Massagen und medikomechanische Therapie an den ultraschallfreien Tagen. Höhe der Dosis abhängig von der Reaktion auf die ersten Beschallungen, bei starken Schmerzreaktionen niedrigere Dosis, bei geringen Reaktionen Dosis steigern.

Es gilt betreffend Zunahme der Beschwerden und durchschnittliche Zahl der US-Sitzungen dasselbe wie das unter « Neuritis » Gesagte.

Erfolg nicht durch Erhöhung der Anzahl der Sitzungen erzwungen werden kann. Zunahme der Beschwerden nach den ersten US-Sitzungen ist häufig, Besserung meist nach der 6. bis 9. Sitzung ziemlich plötzlich.

Nucleus-pulposus-Hernien mit den Symptomen einer Ischias pflegten wir zu beschallen und erst nach Wiedereinsetzen der Beschwerden dem Chirurgen zuzuführen. In dieser Statistik sind operierte Fälle nicht enthalten.

3. — Chronische Gelenkerkrankungen (insbesondere schwere chronische Polyarthrit, Arthro-

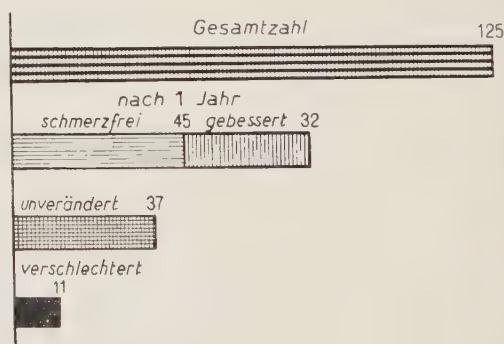


Abb. 3. — Nach 1 Jahr: Von 133 Fällen:  
 45 schmerzfrei mit 12,1 Sitz. im Durchschnitt,  
 32 nur wenig Schmerzen mit 13,9 Sitz. im Durchschnitt,  
 37 unverändert mit 17 Sitz. im Durchschnitt,  
 11 verschlechtert mit 17,2 Sitz. im Durchschnitt,  
 8 nicht zu verwerten, da verstorben oder verzogen.

4. – Die vierte Gruppe, eine kleine Anzahl von Versuchen bei bestimmten anderen Krankheiten, bleibt unberücksichtigt.

*Schäden.* 1.) Bei 2 Fällen Kniegelenkserguß im Anschluß an US abgeklungen ohne Behandlung nach wenigen Tagen. 2.) Petechiale Hauteblutungen bei 2 Fällen von Ulcus cruris im Anschluß an die US-Sitzung. Nach wenigen Tagen ohne Behandlung abgeklungen. 3.) Zwei Patienten gaben an, daß kurze Zeit nach der US-Behandlung eine Thrombophlebitis aufgetreten sei. 4.) Bei einem Fall von Hüftgelenkentzündung trat ein geradlinig von rechts unten nach links oben über den ganzen Körper verlaufendes Hautödem auf. US wurde 5 Tage unterbrochen, das Ödem klang ab und nach erneuter US-Anwendung keine Komplikation. 5.) Gewisse Schwerfälligkeit und Steifheit der Kniegelenke beim Gehen, obwohl die Schmerzen selbst nachgelassen haben.

*Zusammenfassend* sei gesagt: Deutliche, ausgezeichnete Erfolge auch bei schwersten Fällen möglich, mit Mißerfolgen muß gerechnet werden. Vorübergehende Nebenerscheinungen möglich, aber nach einem Jahr keine ernsten Schäden. Anwendung von Ultraschall ist nur in Kliniken und in von Ärzten geleiteten Instituten und bisher nur bei den drei oben angegebenen Krankheiten indiziert. Wenn Nebenerscheinungen und Schäden von Ultraschall einmal besser zu übersehen sein werden, wird es vielleicht möglich sein, höher zu dosieren und auch Ultraschall länger anzuwenden. Es kann sein, daß sich dann das therapeutische Gesamtbild noch wesentlich anders darstellt.



## Diagnostische Anwendungsmöglichkeiten des Ultraschalls in der physiologischen Methodik.

W. D. KEIDEL

*Physiologisches Institut der Universität - Erlangen*

Die Untersuchungen, über die im Folgenden berichtet werden soll, hatten das Ziel, die Eigenschaften des Ultraschalls (US) für Probleme der physiologischen Methodik da einzusetzen, wo man mit bisher zugänglichen physikalischen Verfahren an grundsätzlichen Grenzen der Meßmöglichkeit am biologischen Objekt angelangt ist.

### Verwendete Apparatur.

Im Laufe der letzten Jahre hat sich mir für diese Zwecke eine Geräteanordnung als besonders geeignet erwiesen, die von den für die US-Therapie

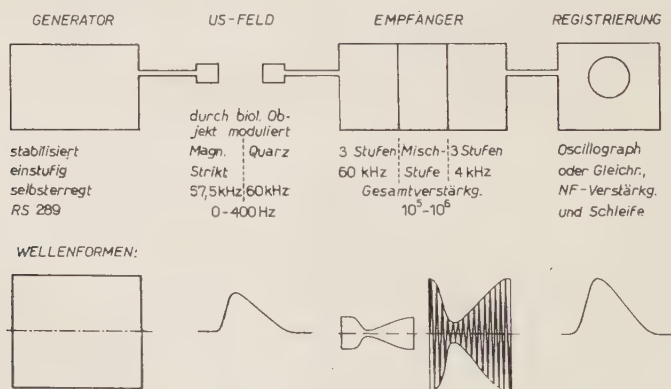


Bild. 1. - Blockscheema der verwendeten Apparatur. Das U.S.-Feld wird mechanisch durch das biologische Objekt mit Frequenzen von 0-400 Hz moduliert. Die Wellenformen in den einzelnen Teilen der Apparatur sind unter dem Blockscheema skizziert.

verwendeten Apparaten in wesentlichen Punkten abweicht. Für physiologische Meßzwecke schien es mir erforderlich, neben dem US-Generator einen leistungs-

fähigen *Meßempfänger* mit möglichst großer Verstärkung zu entwickeln, mit dem das US-Feld auch bei sehr kleinen Energiemengen und bei sehr kurzzeitigen Änderungen der Schallfeldgrößen *fortlaufend registriert* werden kann. Eine Steigerung der Empfindlichkeit und gleichzeitig des zeitlichen Auflösungsvermögens des US-Empfängers bedingt dann aber auch eine ausreichende Konstanz der Sendeleistungsintensität, d.h. besondere Stabilisierungsmaßnahmen am Generator. So entstand eine Einrichtung, die im Blockschema das erste Bild zeigt (Bild 1).

### Herzvolumregistrierung.

Mit dieser Anordnung war es mir möglich, die Veränderungen des US-Feldes am Thorax durch die Volumänderungen des Herzens am Menschen zu registrieren (1). In Bild 2 sind so gewonnene Kurven reproduziert.

Da ich hierüber an anderer Stelle ausführlich berichten konnte, soll hier nicht näher darauf eingegangen werden.

### CO<sub>2</sub>-Gehalt der Atemluft.

Weitere Untersuchungen des letzten Jahres führen in folgende Richtungen: Erstens wurde versucht, die Zusammensetzung der Atemluft am Tier und am Menschen fortlaufend über die Veränderungen eines US-Feldes zu registrieren, das senkrecht zum Atemstrom angeordnet ist. Vorhandene physikalische und chemische Methoden beanspruchen relativ lange Meßzeiten (HALDANE, REIN, H. SCHÄFER und GOEPFERT). Es kommt dabei in der Physiologie darauf an, den relativen Gehalt der Atemluft an Sauerstoff und Kohlendioxyd mit allen Schwankungen unter dem Einfluß des Zellstoffwechsels zu bestimmen. Der hier zugrundeliegende Gedanke war folgender: Während sich die Schallgeschwindigkeiten in Luft, Sauerstoff, Stickstoff und Kohlendioxyd nur unerheblich unterscheiden (Luft 331 m/s; Sauerstoff 316 m/s; Stickstoff 334 m/s; Kohlendioxyd 259 m/s), weisen diese Gase insofern einen charakteristischen Unterschied der Absorptionskoeffizienten im US-feld auf, als Sauerstoff, Stick-

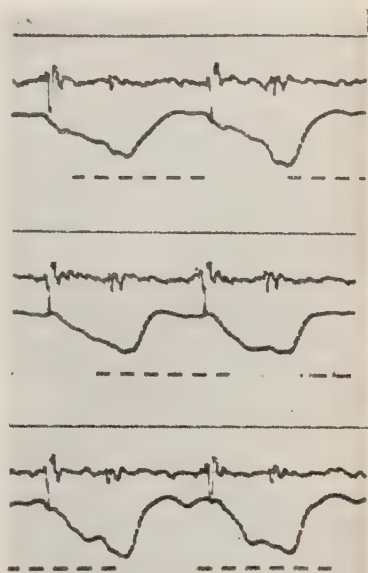


Bild 2. – Änderungen des US-Feldes unter dem Einfluß der Volumänderungen des Herzens. Oben Herzschall, darunter US-Diagramme, darunter Zeitmarkierung in ganzen Sekunden. Das US-Feld wird durch Absorptionsschwankungen moduliert.

stoff und Luft praktisch gleiche Absorption, Kohlendioxyd dagegen eine um eine Zehnerpotenz höhere Absorption im Experiment zeigt. (Sauerstoff 1,8; Stickstoff 1,65; Kohlendioxyd  $20,7 \alpha \cdot \lambda^2 10^4$  cm). Es erscheint daher sinnvoll,

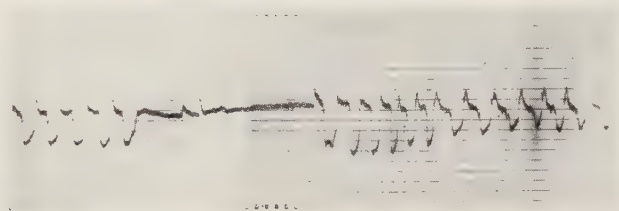


Bild. 3. – Modulation des US-Feldes durch verschiedene Zusammensetzung der Atemluft. US-Feld senkrecht zur Richtung des Atemstroms. Erst normale Atmung, dann Atemstillstand, zuletzt Hyperventilation und Übergang wieder zu normaler Atmung. Absorptionszunahme nach unten. Bei jeder Ausatmung Zacke nach unten. Zunahme der Absorption in der Hyperventilation nach der Apnoe. Zeiteichung: Atemstillstand 30 Sekunden.

aus US-Absorptionsänderungen des Gaskemisches der Atemluft auf den Gehalt an *Kohlendioxyd* während der Ein- und Ausatemphase und unter verschiedenen Versuchsbedingungen des untersuchten biologischen Objekts zu schließen. Derartige Versuche sind von mir mit der beschriebenen Apparatur begonnen

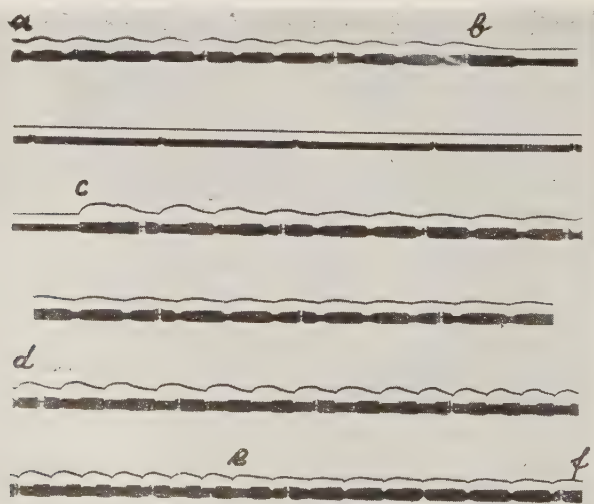


Bild. 4. – Änderung des US-Feldes (untere Kurve) und Temperatur der Atemluft (obere Kurve). Übersicht: a-b normale Atmung; b-c Apnoe (Atemstillstand); c-d Normalisierung; d-e Hyperventilation (vermehrte Atmung); e-f Normalisierung. Zeiteichung: 10 Sekunden.

worden. Zunächst zeigt Bild 3 eine Kurve, wie man sie bei normaler Atmung, Atemstillstand und anschließender Hyperventilation erhält (Bild 3).

Wie man sieht, steigt in der Ausatemphase die Absorption im US-Feld an, in der Einatemphase wird der Ausgangswert wieder erreicht. Dies entspräche der Änderung des Kohlendioxydgehaltes der Atemluft von etwa 4% bei der Ausatmung auf praktisch 0% bei der Einatmung. Anschließend wurde

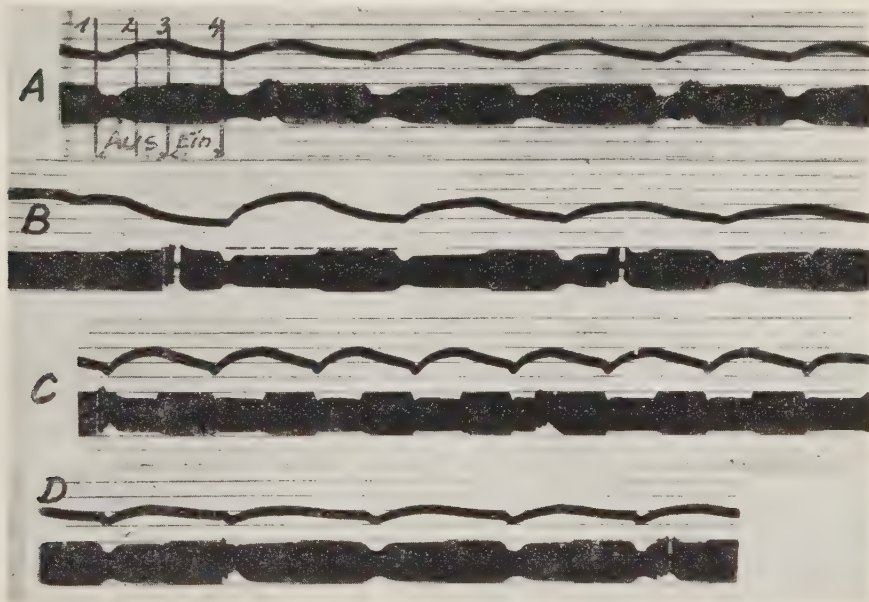


Bild 5. – Einzelheiten aus Bild 4. A: normale Atmung, niedrige Treppenstufe  $\Delta i$  in der zweiten Phase der Ausatmung (2-3), entsprechend kleinem Kohlensäuregehalt; B: Atmung unmittelbar nach dem Ende der Apnoe, großes  $\Delta i$ , großer Kohlensäuregehalt der Ausatemluft; C: Hyperventilation, großes  $\Delta i$ , viel Kohlendioxyd; D: wieder normale Atmung, kleines  $\Delta i$ , wenig Kohlendioxyd. Erste Phase jeder Ausatmung (1-2) proportional der Temperaturkurve.

untersucht, ob der beobachtete Effekt nicht auf Temperaturänderungen der Atemluft oder auf Änderungen der Strömungsgeschwindigkeit beruhte. Dazu wurde mittels Thermoelement, Verstärker und Zweistrahloszillographen gleichzeitig die Temperaturschwankung der Atemluft und die Änderung des US-Feldes registriert. Das nächste Bild zeigt zunächst in der Übersicht, daß auch hier erst normal geatmet, dann der Atem angehalten, schließlich nach Normalisierung hyperventiliert und wieder die Normalisierung abgewartet wurde.

Bild 5 läßt Einzelheiten des gleichen Versuches erkennen:

Die Kurven veranschaulichen, daß im Anfang jeder Atemphase (Zeitabschnitt 1-2 in Bild 5) die Änderung des US-Feldes durch die Temperatur und



nicht die Gaszusammensetzung bedingt zu sein scheint. (Der Einfluß der Strömungsgeschwindigkeit wurde nicht gesondert untersucht, da er an den Temperaturkurven ablesbar ist). Der Verlauf der zeitlichen Änderung des US-Feldes während der Atemphasen kann also ohne Temperaturkorrektur nicht als Ausdruck des Kohlendioxydgehaltes angesehen werden. Dagegen zeigt der Teil der Kurven, der am Ende jeder Atemphase liegt (Zeitabschnitt 2-3 in Bild 5),

einen deutlichen Zusammenhang mit dem Kohlendioxydgehalt der Atemluft. Entsprechend dem Anstieg der  $\text{CO}_2$ -Spannung während der Apnoe ist die  $\text{CO}_2$  in den anschließenden Ausatemphasen vermehrt, nach der Hyperventilation vermindert; analog verhält sich die Treppenstufe  $\Delta i$  der Absorption in den registrierten Kurven. Es scheint also so, als ob durch die praktisch gleiche Absorption für Sauerstoff und Stickstoff die Änderung des US-Feldes nach Temperaturkorrektur als Maß für den Kohlendioxydgehalt der Atemluft aufgefaßt werden kann. Versuche, dies quantitativ zu bestimmen, sind derzeit am Physiologischen Institut Erlangen im Gang.

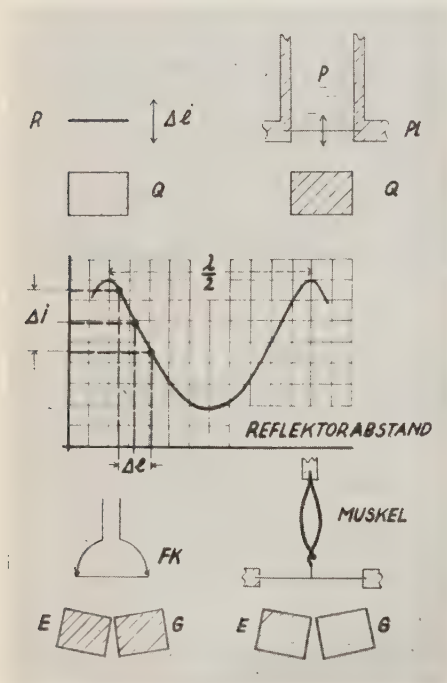


Bild 6. – Prinzip eines US-Manometers. Links oben Interferometerprinzip; rechts oben Manometerprinzip; links und rechts unten zwei ausgeführte Versuchsanordnungen. Diagramm in der Mitte: Beziehung zwischen der Änderung des Reflektorabstandes ( $\Delta l$ ) und der Rückwirkung ( $\Delta i$ ). Es bedeuten:  $R$  = Reflektor;  $Q$  = Quarz;  $P$  = Druck;  $Pl$  = Platte;  $FK$  = Franksche Kapsel;  $E$  = Empfangsquarz;  $G$  = magnetostriktiver US-Geber.

henden Schallwelle ist. Ersetzt man nun in einem US-Interferometer den verschiebblichen Reflektor durch eine Membrane oder Platte, so kann deren Auslenkung unter dem Einfluß des Druckes in der Rückwirkung auf den Generator

### US-Manometrie.

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit des US für die Physiologie eröffnet sich in einer *US-Manometrie*. Ich bin dabei vom Interferometerprinzip ausgegangen. Dieses besagt bekanntlich, daß bei Variation des Reflektorabstandes vom Quarz die Rückwirkung der Reflektorverschiebung auf den Quarz eine periodische Funktion der halben Wellenlänge der zwischen Quarz und Reflektor stehenden Schallwelle ist. Ersetzt man nun in einem US-Interferometer den verschiebblichen Reflektor durch eine Membrane oder Platte, so kann deren Auslenkung unter dem Einfluß des Druckes in der Rückwirkung auf den Generator

oder einen eigenen Empfängerquarz gemessen werden. Das nächste Bild 6 zeigt das Prinzip eines solchen US-Manometers (Bild 6).

Verwendet man eine in der Physiologie übliche Platte, z.B. eine Glasplatte nach BROEMSER, so ist die zur Druckmessung zulässige Ausbauchung von der Größenordnung  $1/3$  Plattendicke. Das sind bei  $80\ \mu$  Dicke etwa  $25\ \mu$  Ausbauchung. In diesem Auslenkungsbereich ist auch die Änderung des US-Feldes

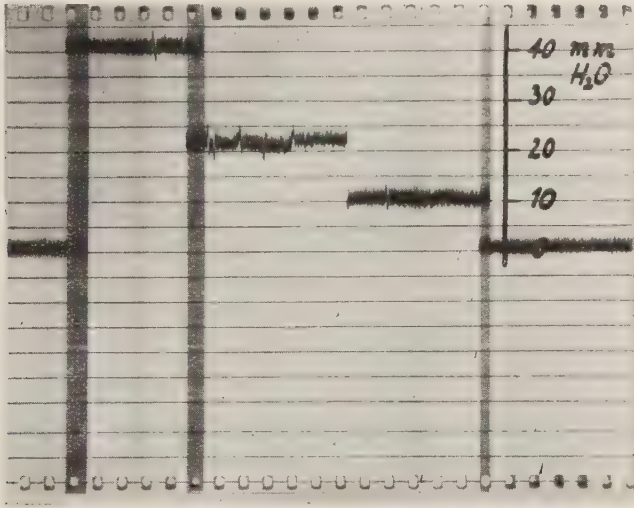


Bild 7. — Eichkurven eines US-Manometers. Das Manometer wurde mit einem Druck von 0, 40, 20, 10 und wieder 0 mm Wassersäule belastet.

bei den üblichen Frequenzen eine lineare Funktion der Auslenkung, und damit des Druckes. Ich konnte die lineare Druckproportionalität bei der niedrigen Trägerfrequenz von 60 kHz bis zu Auslenkungen von etwa 1 mm unter Verwendung einer Gummimembran über einer Franck'schen Kapsel nachweisen. Eine solche Eichkurve zeigt das nächste Bild 7.

Ein solches US-Manometer läßt sich überall da in der Physiologie anwenden, wo das Rein'sche oder Holzer'sche Wismutmanometer, bzw. die Wetterer'sche Drucksonde verwendet wird, hat aber den Vorteil, daß es mit abnehmenden Abmessungen des Quarzes pro Flächeneinheit empfindlicher wird, da dann mit abnehmender Wellenlänge die Interferometerkurven für gleiche Auslenkungen der Platte steiler werden. Das bedeutet insbesondere für die Blutdruckmessung große Vorteile, da man hoffen kann, auf diese Weise eine Blutdruckmeßsonde mit intravasaler Anwendbarkeit zu erhalten, die die lange Druckleitung des Hamilton-Herzkatheters vermeidbar werden ließe. Da hierbei elektrisch keine Frequenzbegrenzung im mechanischen Registrierbereich vorhanden ist, läßt sich damit eine Verbesserung der Eigenschwingungszahlen

solcher Manometer anstreben. Die grundsätzliche Verwendbarkeit des US-Manometers zur Blutdruckmessung und zur Spannungsschreibung am Muskel konnte ich nachweisen. An der weiteren Entwicklung dieses Manometers, insbesondere seiner Verkleinerung wird derzeit gearbeitet.

#### LITERATUR

- S. J. HALDANE: *Methods of air analysis* (Griffin and Co., London, 1920).  
W. HOLZER: *Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol.*, **244**, 176 (1941).  
W. D. KEIDEL: *Kongreßbericht der Erlanger Ultraschalltagung* (S. Hirzel, Zürich, 1949).  
W. D. KEIDEL: *Zeits. f. Kreislaufforschung*, **39**, 257 (1950).  
H. REIN: *Handbuch d. biol. Arbeitsmeth.* Abt. IV, Teil 13, L. 462.  
H. REIN und A. HAMPEL: *Pflügers Arch. f. d. ges. Physiol.*, **244**, 171 (1941).  
H. SCHÄFER und H. GOEPFERT: *Kongreßdemonstration Bad Nauheim*, 1949.  
E. WETTERER: *Zeits. f. Biol.*, **101**, 332 (1944).

## Experimentelle Untersuchungen über Hörschädigungen durch Ultraschall.

F. KREJCI

*I. Universitätsklinik für Ohren-, Nasen- u. Kehlkopfkrankheiten - Wien*

Der Ultraschall fand in der Ohrenheilkunde bereits therapeutische Anwendung, ehe noch die Erforschung seiner biologischen Wirkung begonnen hatte. So versuchte BEYRON bereits 1926, also ein Jahr vor dem Erscheinen der für die biologische US-Forschung richtunggebenden Arbeit von WOOD und LOOMIS, durch Töne, deren Frequenz über der oberen Hörgrenze des menschlichen Ohres lag, bei Schwerhörigen mit Parakusis Willisii (besseres Hören im Lärm) eine Hörverbesserung zu erzielen. Die klinischen Erfahrungen jener Jahre sind allerdings wegen der technischen Unzulänglichkeit der damals verwendeten Ultraschallgeräte heute kaum verwertbar (DIESSBACHER, FRENZEL und SCHEIFF, HAMM, REUTER, KOPILOWITSCH und ZUCKERMANN, PERWITZSCHKY Voss). Trotz Überwindung dieser technischen Schwierigkeiten und trotz Entwicklung moderner Geräte von hoher Leistung sind aber auch heute die theoretischen Grundlagen einer klinisch gerechtfertigten US-Behandlung von Erkrankungen des Ohres noch äußerst dürftig. So ist die Größe und individuelle Variation des Absorptionsverlustes im menschlichen Schläfebein noch vollkommen unbekannt, so daß eine genaue Dosierung kaum möglich erscheint. Über in Gang befindliche Messungen dieses weitgehend vom Grad der Pneumatisation abhängigen Absorptionsverlustes wird später berichtet werden. Selbst bei Kenntnis der das Innenhor erreichenden Energie bleibt aber die Frage nach Angriffspunkt und spezifischer Wirkung des US auf dieses Organ noch durchaus offen. Es soll hier über einige vorläufige Ergebnisse diesbezüglicher tierexperimenteller Untersuchungen berichtet werden, die mit Dr. H. BORN-SCHNEIN am Physiologischen Institut der Universität Wien durchgeführt werden und deren ausführliche Ergebnisse einer späteren gemeinsamen Veröffentlichung vorbehalten bleiben.

Nach einer Untersuchung von VYSLONZIL kann bei Meerschweinchen durch Ultraschallbehandlung des Innenohres Nystagmus ausgelöst und durch Wiederholung dieser Behandlung schließlich der Vestibularapparat funktionell aus-



geschaltet werden. Es galt nun zunächst festzustellen, ob bei derart behandelten Tieren auch eine Hörschädigung vorliegt, um in diesem Falle auf Grund der methodisch besser erfaßbaren Hörfunktion eine Differenzierung des Angriffspunktes zu versuchen. Zur Prüfung des Hörvermögens wurden zwei Methoden nebeneinander verwendet, nämlich die Registrierung der bei Schallreizen von der Schnecke ableitbaren Cochlearpotentiale (« Microphonics ») und die Bestimmung der Schwelle des *Preyer'schen* Ohrmuschelreflexes. Während mit der erstgenannten Methode lediglich das periphere Rezeptorensystem erfaßt wird, wird mit der zweiten Methode außerdem die Funktion neuraler Elemente geprüft. Die Beschallung der Meerschweinchen wurde mit einer Frequenz von 500 kHz und Intensitäten bis zu 3,15 W/cm<sup>2</sup> durchgeführt (Apparat von F. Rainer, Wien). Dabei ergab sich zunächst, daß die Beschallungsrichtung von ausschlaggebender Bedeutung war. Die beim Menschen übliche retroaurikuläre Anlegung des Schwingungskörpers erwies sich im Tierversuch insofern vollkommen wirkungslos, als damit niemals Nystagnus oder Hörschädigungen irgend welcher Art erzeugt werden konnten. Als Ursache hiefür wurde eine komplette Absorption des Ultraschalles durch die Luft in Bulla und Mittelohr angenommen. Hingegen konnten die genannten Erscheinungen bei Umgehung der pneumatischen Hohlräume durch Beschallung des Tieres am Scheitel in Richtung des äußeren Gehörganges ausgelöst werden. Dabei wird die Schnecke besonders im Bereiche der unteren Windungen getroffen, während infolge einer anatomischen Besonderheit beim Meerschweinchen die Schneckenspitze auch noch medial von einem Luftmantel geschützt ist. Dieser Umstand wird später bei der Besprechung der funktionellen Schädigungen zu berücksichtigen sein. Als Kriterium der Wirksamkeit wurde bei dieser Form der gezielten Beschallung das Auftreten von Nystagnus zur gleichen Seite gewertet und die Beschallungsdauer von diesem Zeitpunkt an gerechnet.

Der *Preyer'sche* Ohrmuschelreflex wurde bei beidseitig mit gleicher Intensität (2-3 W/cm<sup>2</sup>) und gleicher Dauer (1 min) beschallten Tieren geprüft. Nach einmaliger Beschallung war der Reflex durch einige Stunden hindurch nicht auslösbar, hierauf trat eine gewisse Erholung ein, indem am 4. Tag nach der Beschallung nur mehr Hörverluste bis zu 20 db, am 14. Tag nur mehr solche bis 10 db nachweisbar waren. Auffallend war hiebei, daß die Hörverluste im Bereiche der höheren Frequenzen weit ausgeprägter waren als bei tiefen Tönen. Diese Erscheinung wurde mit der oben erwähnten, die Schneckenspitze schützenden Lufthülle in Zusammenhang gebracht, da bekanntlich in diesem Bereiche der Schnecke die Rezeptoren der tiefen Töne anzunehmen sind, wofür übrigens auch elektrocochleographische Befunde sprechen (KREJCI und BORN-SCHEIN). Nach mehrmaliger Beschallung trat keine Erholung ein, so daß der Reflex auch nach Wochen nicht auslösbar war.

Bei der Prüfung der Schneckenfunktion mittels der CP wurde nur eine Seite beschallt (3 W/cm<sup>2</sup>; 2 min) und die Potentialamplitude des beschallten

Ohres jeweils mit der Potentialamplitude des unbeschallten Ohres verglichen. Hierzu wurden die CP während akustischer Reizung des Ohres mit einem Gleitton von logarithmisch ansteigender Frequenz als Hüllkurve photographisch registriert (Elektrocochleogramm nach BORNSCHEIN und KREJCI). Die Demonstration derartig gewonnener Kurven zeigt anschaulich die beträchtlichen Potentialverluste auf der beschallten Seite. Die Differenz der Potentialamplituden beider Ohren wurde, ausgedrückt in Dezibel, als Maßstab des Hörverlustes gewertet und kurvenmäßig dargestellt. Die mit dieser Methode bestimmten Hörverluste betrugen nach einmaliger Beschallung ebenfalls bis zu 30 db, wobei wieder der Verlust im Bereiche der höheren Frequenzen stärker ausgeprägt war. Nach wiederholter Beschallung waren keine Potentiale mehr nachweisbar.

Als Ursache der mit der Reflexprüfung festgestellten Hörverluste kam zunächst eine Schädigung des Nerven in Frage, da spezifisch-degenerative Veränderungen dieses Gewebes bekannt sind (KREJCI und BEJDL). Die Übereinstimmung der mit beiden angewandten Methoden gewonnenen Resultate und die Unabhängigkeit der Cochlearpotentiale von der Funktion des Nerven sprechen jedoch für eine Lokalisation der Schädigung im Bereiche des Rezeptorensystems der Schnecke.

Schließlich muß hervorgehoben werden, daß bei sämtlichen Versuchstieren, die während der Beschallung ausgeprägten Nystagmus zeigten, eine zumindest temporäre Hörschädigung festgestellt werden konnte, während Wiederholung derartiger Beschallungen zu praktischer Ertaubung führten. Diese Tatsachen erscheinen von klinischer Bedeutung, da Nystagmus während der Beschallung auch beim Menschen auftreten kann (WYT), derartige Beschallungsintensitäten auf Grund der vorliegenden Versuche jedoch abzulehnen sind.

## LITERATUR

- E. BEYRON: Ziteirt nach VOSS.  
 H. BORNSCHEIN und F. KREJCI: *Monatsschr. f. Ohrenheilk.*, (1949).  
 M. DIESSBACHER: *Valsalva* (1932).  
 H. FRENZEL und SCHEIFF: *Zeits. f. H.N.O. Heilk.*, **31** (1932).  
 HAMM: *Monatsschr. Ohrenheilk.*, **66** (1932).  
 E. A. KOPILOWITSCH und M. A. ZUCKERMANN: *Arch. f. Ohrenheilk.*, **131** (1932).  
 F. KREJCI und H. BORNSCHEIN: *Monatsschr. f. Ohrenheilk.*, (1950).  
 F. KREJCI und W. BEJDL: *Practica oto-laryngologica* (1950), in Druck.  
 R. PERWITSCHKY: *Arch. f. Ohrenheilk.*, **136** (1933).  
 F. REUTER: *Zeits. f. H.N.O. Heilkd.*, **31** (1932).  
 O. VOSS: *Arch. f. Ohrenheilk.* (1935).  
 E. VYSLONZIL: *Wiener med. Wochenschr.*, (1949).  
 WOOD und LOOMIS: *Atti Congr. Inter. di Fisica*, Como, 1927.  
 L. WYT: *Wiener med. Wochenschr.*, (1948).

## Über die Einwirkung von Bauchbeschallungen auf die Symptomatik der Thyreotoxikose.

R. KRONER

*Darmstadt-Eberstadt*

J. MÜLLER

*St. Elisabeth-Krankenhaus - Groß-Heubach a. Main.*

Gelegentliche Beobachtungen vom Rückgang thyreotoxischer Erscheinungen bei Gastritikern und Gastro-Enteritikern, sowie Nachweise deutlicher Grundumsatzerniedrigungen nach systematischen Ultraschallkuren des Magen-Darmtrakts veranlaßten uns, alle Erkrankungen mit nachgewiesener Überfunktion der Schilddrüse einer grundsätzlichen Bauchbeschallungstherapie zu unterwerfen.

Die Beobachtungen, die im Sommer 1947 ihren Anfang nahmen, boten uns bis heute laufend Gelegenheit, die Resultate dieser Therapie zu überwachen und vermittels regelmäßiger Kontrollen, besonders des Grundumsatzes (GU), ein einigermaßen abgerundetes Bild von größerer Beobachtungsbreite zu gewinnen. Die Möglichkeit einer kritischen Würdigung über längere Zeiträume ist in der Praxis oft besser gegeben als in der Klinik, wo katamnestiche Erhebungen auf größere Schwierigkeiten stossen und die Beobachtungsspanne kurzfristiger ist. Der Wert katamnestiche Erhebungen durch schriftliche Befragung wiederum ist zu sehr von dem Urteil der Kranken selbst abhängig und daher umstrittener.

Wir glauben, eine bestimmte Zahl gut beobachteter Krankheitsfälle zur Verfügung stellen zu können und sind der Überzeugung, daß gewissenhafte Nachprüfungen *unter gleichen Bedingungen* unsere gemachten Erfahrungen bestätigen werden.

FALL 1. — J. H., 43 jährige Frau.

14.11.47 — Schweres thyreotoxisches Allgemeinbild. Weiche, mittelgroße Struma. Starke Durchfälle von hellgelber Farbe, Amenorrhöe seit 8 Monaten.

GU: 69% erhöht. Gewicht 52 kg. Puls: 128, RR: 140/70 mm Hg.

10.12.47 — Beginn der US-Therapie (Bauchbeschallungen).

14.1.48 – Nach 10 Sitzungen subjektiv weitgehend gebessert, Durchfälle geschwunden, Gewicht 60 kg.

6.4.48 – GU: 37% erhöht. Puls: 84, RR: 120/70 mm Hg.

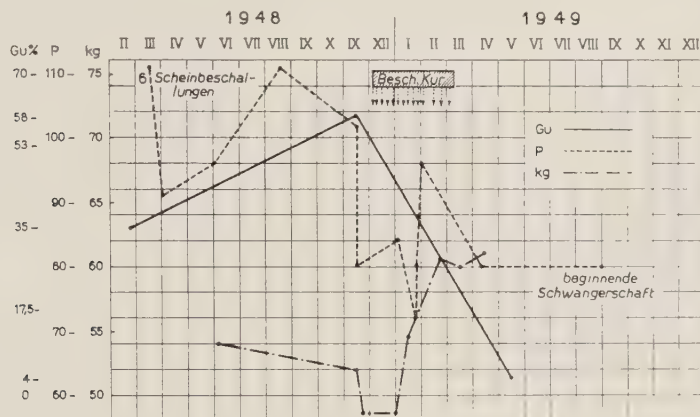


Abb. 1.

9.5.48 – Menses setzen wieder ein. Struma noch deutlich.

26.5.48 – Wieder leichte Stühle und Diarrhöen, starker Durst, Pollakisurie und Nykturie. Beginn der 2. US-Serie mit 8 Sitzungen. Nach Abschluß keine Beschwerden mehr. Gewicht: 66 kg, keine Pulserhöhung mehr.

15.9.48 – GU: 2% erhöht, subjektiv beschwerdefrei.

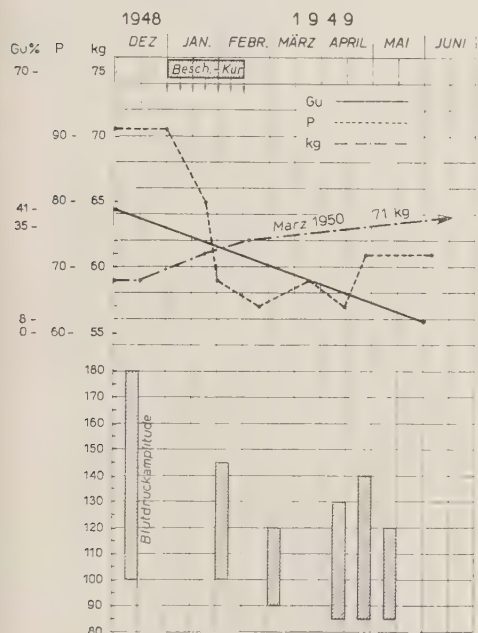


Abb. 2.

FALL 2. – Br. E., 40 jährige Frau (Abb. 1).

18.2.48 – Mittelschwerer Basedow mit starkem Tremor man., Protrusio bulb. GU: 35% erhöht.

6malige «Scheinbeschallung» (US-Therapie war ausgeschaltet, lediglich das Geräusch des laufenden Kühlmotors war hörbar).

15.11.48 – Keine Besserung, starker Durst, Schlaflosigkeit, neurot. Symptome, reichlich erhöhte Reflextätigkeit. GU: 58% erhöht. Gewicht: 48,5 kg, Puls 104, RR: 140/100, Halsumfang: 37 cm.

2.1.49 – Beginn der US-Therapie, insgesamt 13 Bauchbeschallungen.

23.9.49 – Gewicht: 60,5 kg. Halsumfang 32 cm. Beschwerden geringer.

11.5.49 – GU: 4% erhöht, keine Beschwerden.



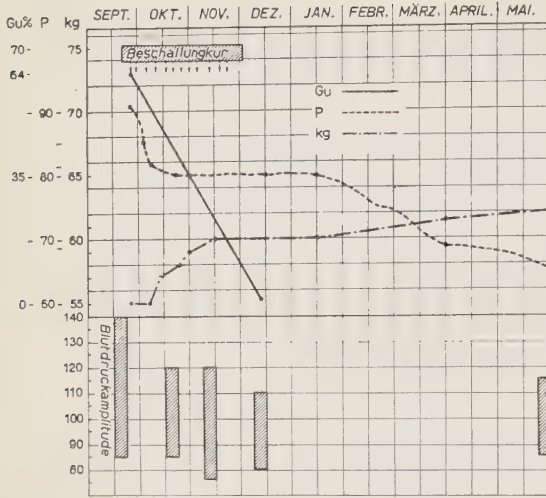


Abb. 3.

3.3.50 – Wieder etwas Beschwerden, Menses  
Gewicht: 71 kg, Puls: 64, RR: 120/90.

FALL 4. – J. M., 30 jährige Frau (Abb. 3).

28.9.49 – Seit 3 Jahren schwere Thyreotoxikose, die sich im Anschluß an eine Laparatomie und Peritonitis entwickelt haben soll. Erhebliche kardio-vaskuläre Symptome mit stenocardischen Zuständen, Ohnmachten, starker Schwindel, Schweißausbrüche, periodenweise Diarrhöen mit hellgelben Stühlen.

GU: 64% erhöht, Gewicht: 55 kg, Puls 92, RR: 140/85.

13.10.49 – Beginn mit US-Therapie.

24.10.49 – Gewicht: 58 kg.

30.10.49 – Gewicht: 59 kg, Puls: 80, RR: 120/85.

15.11.49 – Gewicht: 60 kg, Puls: 80, RR: 120/75, subjektiv bedeutend gebessert, Schlaf gut, Stuhl tgl. 1 Mal, geformt, Händezittern geringgrad. noch vorhanden.

13.12.49 – GU: 1% erhöht.

8. 3.50 – Beschwerdefrei.

FALL 5. – B. O., 41 jährige Frau (abb. 4).

FALL 3. – M. B., 40 jährige Frau (Abb. 2).

1.12.49 – Seit 3 Jahren wegen Thyreotoxikose in ärztl. Behandlung, bes. Herz- u. Gefäßstörungen, Menses unregelmäßig, starkes Händezittern, Magen-Darm-beschwerden.

Mittelschw. Thyreotoxikose.

GU: 41% erhöht, Gewicht: 59 kg, RR: 180/100, Puls 92. Rö-Passage: Antrum-Gastritis.

10.1.49 – Beginn der Bauchbeschallungen.

16.2.49 – Nach 12 Sitzungen wesentliche subjektive und objekt. Besserung.

Gewicht: 62 kg, Puls 64, RR: 145/100.

11.6.49 – GU: 8% erhöht, menses alle 3 Wochen, mittelstark. normal, (wünscht Rente).

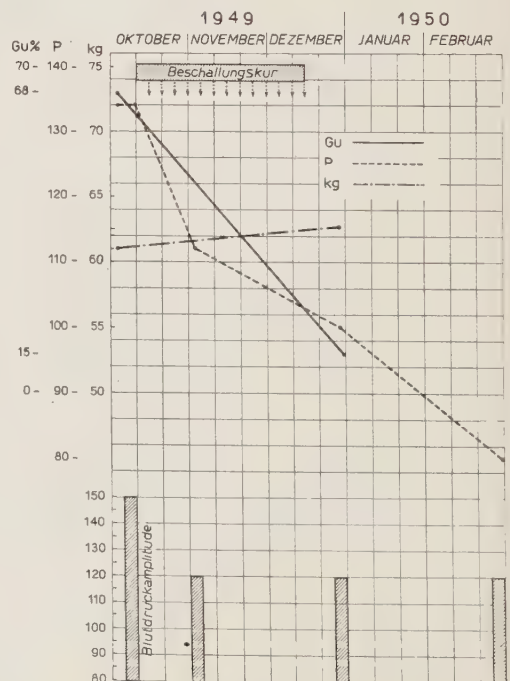


Abb. 4.

3.10.49 – Seit 5 Jahren bereits als Basedow'sche Krankheit bekannt. Schwere Form, harte schwirrende Struma, motorische Unruhe, starke vasoneurotische Symptome (Erythem), Hände zittern, starke Kollapsneigung (Narkosezwischenfall bei Tonsillektomie), Nykturie, Pollakisurie. Wegen dysmenorrhöischer Erscheinungen Alexander-Adam'sche Op. u. Muttermundsdehnung, die ohne Erfolg blieb.

GU: 68% erhöht. Puls: 136, RR: 150/80, Extrasystolie. EKG: kein sich. Anhalt für Myocardschaden. Gewicht: 61 kg.

10.10.49 – Beginn mit Bauchbeschallungen.

3.11.49 – Subjektiv besser, RR: 120/80, Puls: 112.

27.12.49 – Keine wesentl. Beschwerden mehr, stenocardische und dysmenorrhöische Beschwerden insbes. ganz geschwunden.

Gewicht: 62,5 kg, Puls: 100, RR: 120/80, Halsumfang unverändert.

29.12.49 – GU: 15% erhöht. Im ganzen wesentliche subjektive und objektive Besserung.

8.3.50 – Besserung hielt an. Dysmenorrhöische Beschwerden ganz geschwunden. Puls: 80, RR: 120/80. Bei Drucklegung dieser Arbeit (Januar 1951) mußte diese Patientin wegen eines Rezidivs nochmals in Behandlung genommen werden.

FALL 6. – A. A., 42 jährige Frau.

15.5.48 – Mittelschwere Thyreotoxikose mit stärkeren neurotischen Erscheinungen Magen-Darmbeschwerden im Vordergrund. Rö-Pass.: Gastritis.

GU: 39% erhöht. Puls: 112, RR: 155/85, starker Tremor man., Struma: weich, pulsierend, Menses sehr unregelmäßig.

25.5.48 – Nach 6 Beschallungen Besserung der Beschwerden. Struma um 2 cm. zurückgegangen, Schwirren und Pulsieren geringer. Puls: 76, RR: 110/60.

6.7.48 – Beginn der 2. US-Serie.

10.8.48 – Kein Tremor mehr. Menses normal, alle 4 Wochen mit geringer Schmerzhaftigkeit.

GU: 12% erhöht.

11.3.49 – Gewichtszunahme um 6,5 kg. Gelegentliche Beschwerden, kein objektiver Befund zu erheben (Invalidisierungswünsche!).

FALL 7. – B. M., 35-jährige Frau.

12.2.49 – Starke gastroenteritische Erscheinungen mit weichen hellgelben Stühlen, gel. Erbrechen.

GU: 40% erhöht, Puls: 100, RR: 135/80.

28.8.49 – Beginn der Bauchbeschallungen.

22.4.49 – Nach 7 US-Sitzungen subjektiv gebessert, gastroenteritische Erscheinungen geschwunden, Puls: 80, RR: 125/80.

22.7.49 – GU: 5% erhöht. Keine weitere Beobachtung.

FALL 8. – K. A., 23-jähriger Mann.

22.7.49 – Mittelschwere Thyreotoxikose mit kardiovaskulären Symptomen, Kollapsneigung, Schwindel, pektanginöse Zustände, gastritische Erscheinungen.

GU: 43% erhöht. Pulsierende Struma, Puls: 88, RR: 110/80, Rö-Pass.: Gastritis.

10.8.49 – Beginn der US-Therapie.

10.10.49 – Nach 15 US-Sitzungen wesentliche Besserung. Puls: 64, RR: 120/80.

3. 2.50 – GU: 3% erhöht. Beschwerdefrei.

FALL 9. – B. E., 20-jähriger Mann.

14.9.49. Mittelschwere Thyreotoxikose mit starken neurotischen Erscheinungen und häufigen Durchfällen von hellgelber Farbe, viel Schwindel.

GU: 43% erhöht. Gewicht 73 kg, Halsumfang 41 cm, Puls: 80, RR: 140/70, weiche pulsierende und schwirrende Struma.

26. 9.49 – Beginn mit Bauchbeschallungen.

28.11.49 – Nach 11 Sitzungen besser. RR: 120/70, Puls: 92, z.Zt. interkurrente Grippe. Kein Tremor man. mehr, ruhiger Schlaf.

17.1.49 – GU: 20% erniedrigt. RR: 100/70, Puls 80, Gewicht: 75 kg, Halsumfang: 38 cm.

Zur Kritik sei gesagt, daß Pat. nach den Bauchbeschallungen von anderen Kollegen ca 6 Tage Methyl-Thiouracyl erhielt, eine Tatsache, die geeignet ist, die starke GU-Senkung zu erklären. Obwohl dieser Fall aus dem übrigen Erfahrungsgut grundsätzlich herausfällt, teilen wir ihn der Vollständigkeit halber mit.

FALL 10. – E. A., 28-jährige Frau.

28.7.49 – Thyreotoxikose mit starken kardio-vaskulären Symptomen, Polydipsie, Polyurie, starke neurot. Beschwerden.

GU: 30% erhöht, Gewicht: 51,5 kg, Puls: 120, RR: 110/70, harte puls. Struma.

4. 8.49 – Beginn mit US-Therapie.

12.12.49 – Nach 20 Sitzungen erhebliche subjektive Besserung. Puls: 84, RR: 110/60. Halsumfang um 3 cm zurückgegangen, Gewichtszunahme: 5 kg.

9.2.50 – Erneute Beschwerden der gleichen Art. Gewicht unverändert. GU: 45% erhöht, Halsumfang wieder um 2 cm zugenommen.

Weiterbehandlung dieses offensichtlichen Recidivs.

FALL 11. – W. E., 12-jähriges Mädchen.

25.4.47 – Starke thyreotoxische Erscheinungen, vor allem kardiovaskulärer Art, Magen-Darmbeschwerden mit leichten hellgelben Stühlen, Gewichtsabnahme, neurotisches Syndrom.

GU: 54% erhöht. Größe 146 cm, Gewicht: 40 kg, Puls: 128, schwirrende u. pulsierende Struma von weicher Konsistenz.

1.8.47 – Beginn der US-Therapie. (Zunächst auch Beschallungen der Thyreoidea selbst, insges. 5 Sitzungen).

1.11.48 – GU: 19% erhöht. Gewicht: 45 kg, erhebliche Besserung nach 6 Sitzungen (Bauch). Pulsfrequenz normal, zwischen 68 u. 80.

1949 – Die Entwicklung nach 2 Jahren ist stetig aufwärts gegangen, weitere Gewichtszunahme und Größenwachstum ausgezeichnet. Zeitweise gastritische Erscheinungen verbunden mit erhöhter Pulsfrequenz. Es wird eine 2. US-Serie vorgeschlagen, jedoch aus finanziellen Gründen abgelehnt.

1950 – Weiterhin normale Entwicklung mit Ausbildung der sexuellen Merkmale.

FALL 12. – V. T., 25-jährige Frau.

22.6.47 – Schwere Thyreotoxikose, forme fruste, erhebliche Körperschwäche, seit Monaten bettlägerig. heftige pektankinöse Zustände mit Herzjagen. Atemnot, Neurasthenie, GU-Bestimmung nicht möglich.

10.12.47 – Beginn mit Bauschbeschallungen.

22.12.47 – Zunächst Abschluß mit 4 Sitzungen. Besserung.

12. 3.48 – Wieder verschlechtert, 2. US-Serie mit 6 Sitzungen.

8. 9.48 – Gewicht um 2,5 kg zugenommen.

13. 9.48 – 3. US-Serie mit 8 Sitzungen.

11.48 – GU: 58% erhöht. Gewicht: 52 kg.

4. 2.49 – Erneute Verschlechterung, viel Bronchialkatarrhe und Herzbeschwerden,

Allgemeinbefinden besser, kann Sprechstunde aufsuchen. Schilddrüse pulsiert und schwirrt, RR: 155/90, Puls: 140.

31.5.49 – GU: 12% erhöh.

1.8.49 – Nach kombinierter Bauch- und Brustbeschallung (7 Sitzungen) besser. RR: 120/75, Puls: 84.

30. 8.49 – RR: 120/80, Puls: 96.

21.10.49 – Befinden wechselnd, im ganzen kräftiger, RR: 125/90, Puls: 112.

25.10.49 – Aufnahme ins Krankenhaus Groß-Heubach wegen Verdachtes auf Bronchopneumonie. (Zustand nach Grippe).

Gewicht: 51 kg. Senkung (Westergreen) 50/65 mm.

Mit Penizillin behandelt. (2 Kuren). Danach Senkung 12/47 mm.

23.12.49 – Entlassen. Gewicht: 52 kg, Puls, 80/88.

11. 1.50 – Gewicht: 52 kg. Senkung: 9/25, vereinzelt Sodbrennen, Harndrang, Puls: 120, RR: 100/80, Allgemeinbefinden gebessert.

### Epikritische Beurteilung.

Wie bereits oben erwähnt, können wir uns durchschnittlich auf mehrmonatige, in einzelnen Fällen sogar auf jahrelange Beobachtungen stützen. Zwar wäre es oft wünschenswert gewesen, bes. in der Symptomatik der kreislaufdynamischen Verhältnisse speziellere Prüfungen durchzuführen (Schlag- u. Minuten-volumen-Bestimmungen, Messungen des peripheren Zirkulationswiderstandes). Eine solche Möglichkeit ergab sich zunächst noch nicht.

Was nach Vollendung der Ultraschallkuren besonders auffiel, war *der allgemein sedative Effekt*, sowohl im psychischen, als auch im neurovegetativen Verhalten, der im Anschluß an die abgeschlossene Behandlung nach einer gewissen – individuell allerdings wechselnden Latenzzeit deutlich zu registrieren war. Die psychische Unruhe, verbunden mit Ängstlichkeit und Vergeßlichkeit als Ausdruck der thyreotoxischen Encephalose wurden geringer oder schwanden gänzlich. Die diencephal-hypophysären Reizerscheinungen wie Schlaf-Wachstörungen, Nykturie, Erhöhungen bzw. Abschwächungen im Verhalten der Libido sexualis, besonders aber Störungen im Ablauf des menstruellen Zyklus wurden merkbar beeinflußt bzw. der Norm zugeführt, während vorher intensive Hormon-Kuren wirkungslos geblieben waren.

Besonders auffallend war *die Beeinflussung von Blutdruck- und Puls-Frequenz*. Auch hier zeigte sich die beruhigende Wirkung, die wir als zentral bedingt ansehen müssen, erst nach einer gewissen Latenzperiode. Von ganz wenigen Ausnahmen abgesehen, konnten durchweg bei Abschluß der Beobachtung eine Normalisierung festgestellt werden. Neben der *Herabsetzung hypertonomischer Blutdruckwerte* fand sich eine *Verkleinerung der Blutdruckamplitude*, die sich vorher wie meist bei der Thyreotoxikose als vergrößert erwiesen hatte. Wir machten allerdings auch die Beobachtung, daß nach Abschluß der Behandlung *hypotone Blutdruckwerte* sich erhöhten, d.h. der Norm zustrebten.



Die *Funktionen des Magen-Darmtrakts*, die bei der Thyreotoxikose in der Regel Störungen im Sinne zeitweiliger Diarrhöen und hartnäckiger Obstipationen wechselweise zeigen, konnten in eindeutiger Weise gebessert werden. Die häufigen hellgelben Entleerungen verwandelten sich in kurzer Zeit in dunkelbraune, geformte, meist einmalige Stühle von ausgesprochen faekulentem Geruch. Spastische und kolikartige Schmerzen waren ebenfalls rasch zu beseitigen. Der Meteorismus und die damit verbundenen subjektiven Beschwerden klangen für gewöhnlich erst nach einer größeren Zahl von Sitzungen oder einige Wochen nach der Behandlung vollständig ab.

Recidive des intestinalen Beschwerdekompleses wurden einige Male beobachtet und veranlaßten uns zur weiteren US-Behandlung. Nach 2-3 Sitzungsserien wurden die Recidive zusehends schwächer und die damit verbundene subjektive Störung des Allgemeinbefindens herabgesetzt.

### Grundumsatzverhalten.

Die Senkung des GU vollzog sich im allgemeinen langsam und war erst nach einigen Monaten voll ausgebildet. Auf der Höhe des Kurerfolges war der GU-Abfall deutlich (2-4 Monate nach Abschluß der Kur) und erreichte normale Werte. Nur eine Kranke erlebte nach anfänglichem GU-Abfall ein Wiederanstiegen der GU-Werte unter gleichzeitiger Ausbildung eines regelrechten Recidives kurz nach der Behandlung. Eine 2. Kranke verschlechterte sich nach mehrmonatiger Besserung erneut, ohne daß das GU-Verhalten eine Änderung nach der krankhaften Seite erkennen ließ. Wir mußten in beiden Fällen hierfür interkurrente Erkrankungen grippaler Art (fiebrhafte Bronchialkatarrhe, Tonsillitis) verantwortlich machen.

*Das Gewicht* nahm fast ausnahmslos deutlich zu, z.T. waren die Gewichtszunahmen ausgesprochen stark. Bei den soeben erwähnten Fällen kam es zu keinen dauerhaften Anstiegen sondern blieb stationär.

*Der Halsumfang* verringerte sich oftmals, jedoch nicht immer parallel den beobachteten GU-Senkungen.

Die bei der Thyreotoxikose häufigen *Dysmenorrhöen* ließen sich sehr oft auffallend günstig beeinflussen. Unterleibsschmerzen vor und bei der Menstruation verloren sich relativ bald, und das z.T. langdauernde Sistieren der Menses konnte beseitigt werden.

*Die Reaktionsweise auf die Bauchbeschallung* war für alle Altersstufen gleichsinnig, sodaß wir nie in die Verlegenheit gerieten, auf Grund besonderer Zwischenfälle während der US-Kur höhere Altersklassen auszuschließen, wie dies Stuhlfauth für Kranke jenseits des 5. Lebensdezenniums vorschlägt. Während der häufigen Bauchbeschallungskuren, die wir stets persönlich ausführten, wurden ausgesprochene *Herz- und Kreislaufreaktionen* nie festgestellt. Hin-

gegen äußerten die Kranken *öfters Ermüdungsgefühl, Kopfschmerz und verstärkte Erkältungsneigung*. Wir haben den Eindruck, daß Dosis und Technik hier eine ausschlaggebende Rolle spielen, und glauben, daß mit den von uns angewandten niedrigen Dosen eine Großzahl katerartiger Nebenwirkungen vermeidbar ist. (S. Technik!). Im übrigen ist der eigentliche Wirkungseintritt durchaus verschieden und erscheint uns bei manchen Kranken deutlich verzögert (Besserung erst nach 3-8 Wochen). Diese Latenzperiode des kurativen Effektes war bei *hohen US-Dosen* größer als bei den unten befürworteten *niedrigen Energiemengen*.

Gegen die Annahme eines *psycho-therapeutischen Effektes* schienen uns die Wirkungslosigkeit von Leerbeschallungen (mit GU-Anstieg!) und die positiven Erfahrungen bei Kindern zu sprechen. Überhaupt dürfte die Zeit des Ultraschall-Nimbus infolge der scharfen Presse-Auseinandersetzungen endgültig vorüber sein. Jedenfalls muß der US-Therapeut in erster Linie sich heute mit einem unberechtigten Misstrauen in Laienkreisen auseinandersetzen, so daß etzt dij Zeit sachlicher Arbeit nähergerückt erscheint.

### Behandlungstechnik.

Bei der Vornahme der US-Sitzung gingen wir 1947 von dem Bestreben aus, jede Reizerscheinung durch Überdosierung grundsatzlich zu vermeiden und die subjektiven Wahrnehmungen des Behandelten innerhalb der Beschallungssitzung laufend zu berücksichtigen. Sobald uns von Brennen oder heftigem Stechen berichtet wurde, wechselten wir den jeweiligen Platz sofort oder setzten die Dosis herab. Wir betrachten unser Vorgehen dann als optimal, wenn der Kranke auch bei kurzdauerndem Verweilen (2-4 Sekunden) lediglich ein angenehmes Wärmegefühl konstatiert und auch bei Anwendung von langsam zunehmender Kompression keine unangenehmen Empfindungen äußert.

*Methodisch* kam anfangs für uns wowohl die *streichend-rotierende Applikationsart* mit mittleren bis höheren Dosen als auch das *sekundenweise Stehenbleiben* des Behandlungskopfes im vorgesehen Behandlungsbezirk (wechselndstatische Applikationsart) in Betracht, wobei die Dosis ausgesprochen niedrig bemessen sein muß und mis vorsichtiger Kompression gearbeitet wird. Diesem ruhigen Einstömen niedriger Energiemengen für die Dauer weniger Sekunden bei gleichzeitiger Kompression (zum Wegdrücken unerwünschter Gasanteile!) und bei stetem Platzwechsel geben wir heute den Vorzug. Unter Zählen auf 4 bis 6 wird der Behandlungskopf bei einer Dosis von 0,8-1,2 W pro cm<sup>2</sup> im vorgesehenen Bezirk auf die Unterlage gedrückt und dann systematisch unter gleichbleibender Expositionszeit jedoch Partie so beschallt, wobei die Reizerytheme etwas ausgiebiger bedacht werden als die reizlosen Stellen. Auch die geringste subjektive Wahrnehmung teilt der Behandelte sofort dem Thera-

peuten mit, wodurch wir eine eigentliche Überdosierung praktisch ausschalten können.

*Die Dauer der US-Sitzung bei Verwendung kleiner Energiemengen* erstreckte sich auf 15-20 Minuten. Davon wurden 10-15 Minuten in ventro-dorsalom Schallgang und 5 Minuten in dorso-ventraler Richtung beschallt. Zur Verbesserung der Schalleitung im Oberbauch ließen wir unmittelbar vor der Sitzung 1 4 bis 1 1/2 Liter Tee trinken. Nie verabsäumen wir heute (immer nur mit kleiner Dosis!) den Trauber'schen Raum und die Lebergegend mit-zuexponieren.

*Die Zahl der Sitzungen pro Kur (Serie)* belief sich meist auf 10-15. Nach Bedarf Wiederholung der Kur im Abstand von 2-5 Monaten, evtl. später 3. Serie.

*Theoretisch* kann heute die neurogene Wirkung des US weder bestritten noch für die volle biologische Wirkungsbreite verantwortlich gemacht werden. Auf die von uns früher (US-Kongreß Erlangen 1949) vorgelegte Virus-Fragmentierungstheorie, der wir auch heute noch zuneigen, wollen wir heute nicht näher eingehen.

#### LITERATUR

- [1] R. KRONER: *Ultrakust-Mitteilungen*, **3**, 2 (1948).
- [2] J. MÜLLER: *Ultrakust-Mitteilungen*, **3**, 5 (1948).
- [3] A. STOLZ: *Kongreß-Verhandlungen d. Wiesbadener Ultraschall-Kongresses*, 1949.
- [4] A. STOLZ: *Ultrakust-Mitteilungen*, **1** (1949).
- [5] R. KRONER: *Über die chron. Grippe-Virus-Infektion und ihre klin. Bilder* (Nölke-Verlag, Hamburg, 1948).
- [6] R. KRONER: *Kongreß-Verhandlungen d. Ultraschall-Kongresses in Erlangen 1949* (Hirzel-Verlag), S. 332.
- [7] J. MÜLLER: *Kongreß-Verhandlungen d. Erlanger Ultraschall-Kongr. Mai 1949* (Hirzel-Verlag), S. 338.
- [8] K. STUHLFAUTH: *Mezin. Klinik*, **44**, 1403 (1949).

## Die Kombination von Ultraschall mit Unterwasser- Dusch-Massage.

H. LADEBURG

*Chirurgische Universitätsklinik - Freiburg i.Br.*

An der Freiburger Chirurgischen Universitätsklinik haben wir in den vergangenen Jahren mit besonderem Interesse die Entwicklung der therapeutischen Möglichkeiten des Ultraschalls (US) verfolgt. Es ergab sich die Notwendigkeit, die technischen Verhältnisse bei der Therapie zu verbessern. Hierzu wurde erprobt den US mit Hilfe der Unterwasserduschmassage (U.W.D.M.) auf den Patienten zu übertragen.

Die Massage unter Wasser ist eine lang bekannte Heilmethode. Ihre Geschichte reicht weit hinein in das Altertum. Bekanntlich wird durch den Auftrieb des Wassers (Prinzip von Archimedes) der menschliche Körper im Vollbad in idealer Weise zur Erschlaffung gebracht. Hierdurch lassen sich aktive und passive Bewegungen ermöglichen, die in freier Luft nur unter Schmerzen oder überhaupt nicht durchführbar wären.

Die Eigenart der U.W.D.M. besteht darin, daß der im Vollbad « eingebettete » Patient mit einem Wasserstrahl behandelt wird. Dieser läßt sich mit wahlweisem Druck und veränderlicher Temperatur auf den zu massierenden Körperteil richten. Dadurch ergeben sich Kombinationen höchstmöglicher mechanischer Einwirkung mit ebensolcher Einwirkung von Wärme. Es ist beachtlich wie in einem Vollbad normaler Temperatur sehr viel höhere Temperaturen des Wasserstrahls vertragen werden, als bei gleicher Behandlung in Luft.

Nach den grundlegenden Arbeiten von HORSCH wurde die U.W.D.M. besonders von E. REHN klinisch erprobt und entwickelt. Ich verweise auf die angefügten Literaturangaben.

Für unsere Versuche verwandten wir eine « Subaqua-Anlage » der Firma Fritz Trautwein, Freiburg i.Br. (Abb. 1). Es steht bei diesem Gerät eine überdimensionierte Badewanne zur Verfügung. Diese ermöglicht ein bequemes Lagern des Patienten, was sich als besonders vorteilhaft bei Behandlung schwer körperbehinderter Patienten (Morbus Bechterew usw.) erweist.

Die Wanne ist erhöht aufgestellt, so daß der Therapeut ungehindert ar-



beiten kann. Der wesentlichste Teil der Anlage ist eine elektrisch angetriebene Pumpe. Sie saugt aus der einmal vollgefüllten Wanne das Wasser an und stößt es über einen Massageschlauch mit regulierbarem Druck wieder aus.

Ein derartiger Umlauf ermöglicht durch die sehr hohe Einsparung an Wasser und Wärme die Wirtschaftlichkeit des Betriebes.

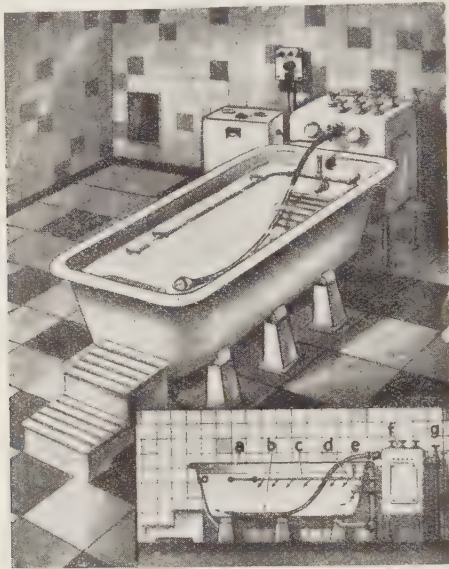


Abb. 1. — «Subaqua-Anlage» mit US-Gerät.

Die Massage wird in der Wanne a) unter Wasser ausgeführt, und zwar mit dem Strahlschlauch, b) an dessen Ende durch eine Düse ein genau auf Temperatur und Druck einstellbarer Wasserstrahl austritt. Mit diesem Wasserstrahl wird die Massage ausgeführt. Er kann wahlweise mit Ultraschall beschickt werden. Durch die Absaugvorrichtung d) wird das Wasser aus der Wanne abgesaugt und durch eine Pumpe, die sich im Apparateschrank f) befindet, wieder dem Strahlschlauch zugeführt. Um das Wasser in der Wanne immer auf gleicher Temperatur zu halten, kann durch die Temperiergabel e) Kaltwasser zugegeben werden, das überschüssige Wasser fließt durch den Überlauf e) ab. Die Zuführung des warmen bzw. kalten Wassers erfolgt durch die Leitungen g). Neben der Pumpanlage f) befindet sich der Generator für das US-erzeugende System. Zeichnung: Sandfort nach Werkbildern von F. TRAUTWEIN.

Zur Therapie mit US wird von zahlreichen Autoren darauf hingewiesen, daß bei nicht einwandfreier Verbindung des US-erzeugenden Systems mit dem Körper dieser durch Entwicklung von «Grenzschichtvorgängen» (BREUNING [1]) erheblich belastet werden kann. Hierdurch können Schäden auftreten, (BRÜNNER und RINDFLEISCH [2] u.a.). Als best geeignetes US-übertragendes Medium wird von den meisten Autoren immer wieder die Anwendung des Wasserbades gefordert.

Das Dosierungsproblem des US steht für den Therapeuten im Vordergrund. Es kann hier nicht auf Einzelheiten eingegangen werden. Festzustellen ist, daß allgemein die Tendenz besteht mit möglichst niederen Intensitäten auszukommen. Oft werden dann bessere Heilerfolge erzielt, als bei der Verwendung hoher US-Energien.

Es ergibt sich, daß einwandfreie Übertragungsverhältnisse vorliegen müssen, um die eingestrahlten Intensitäten nicht zu unterschwelligen Reizen werden zu lassen. Das heißt, daß die Therapie mit Wasserankoppelung durchgeführt werden muß.

Vor dem US-erzeugenden System entstehen US-Felder, die infolge der sogenannten Interferenzerscheinungen unübersichtliche Energieverhältnisse mit sich bringen. Ich verweise auf eingehende Darstellungen bei BERGMANN [3], WACHSMANN [4], POHLMANN und FIDLER [5]. Aus zahlreichen Untersuchungen ist bekannt, daß die Therapie möglichst im US-Fernfeld erfolgen soll. Nach WACHSMANN treten erst in einem Abstand von 20 cm homogene Feldverhältnisse auf, bei denen günstige Therapieverhältnisse vorherrschen. Eine Behandlung im Fernfeld ist erst im Wasserbad möglich.

Man versucht in bekannter Weise die Interferenzzonen zu umgehen, indem man die eingestrahlte Energie durch massierende Bewegungen «verwischt». Es entsteht aber hierdurch ein «Impulsbetrieb» bei dem in unübersichtlicher und nicht reproduzierbarer Weise immer nur einzelne Gewebezonen von der eingestrahlten US-Energie getroffen werden. Eingehende Angaben hierüber nennt HÜTER [6], er fordert wie zahlreiche andere Autoren eine *gezielte* Applikation des US.

Bedeutungsvolle Untersuchungen einiger Autoren ergaben, daß die biologische US-Wirkung durch Erhöhung der Umgebungstemperatur gesteigert werden kann. Ich verweise auf die Arbeit von BARTH und von SANDEN [7], WACHSMANN [4], LEHMANN [8] u.a. Für den Therapeuten ergibt sich, daß

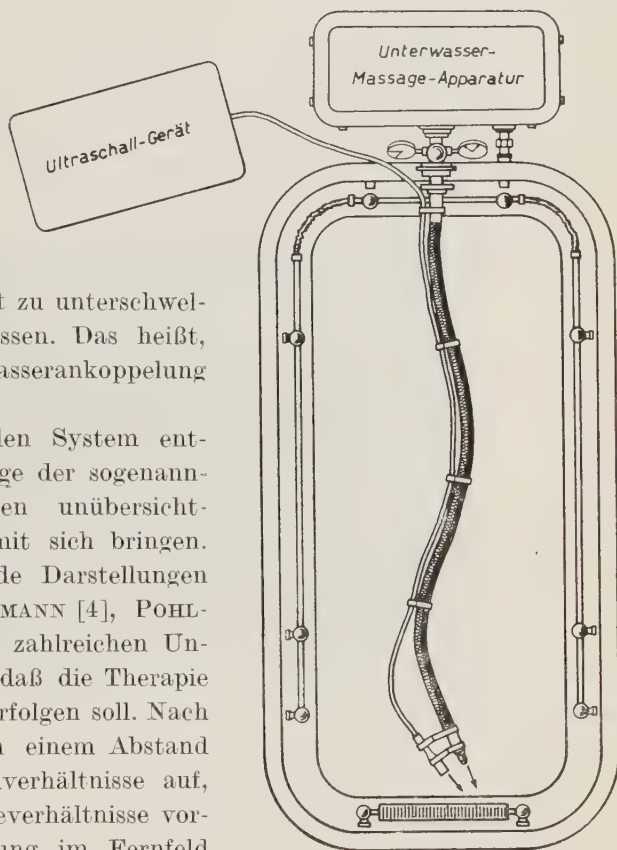


Abb. 2.

durch Temperaturhöhung des Wasserbades schwache US-Intensitäten wirksamer werden können.

Aus diesen Überlegungen heraus entwickelten wir in Zusammenarbeit mit Dipl. Ing. Fritz Trautwein, Freiburg i.Br. ein Gerät, das die US-Energie mit der U.W.D.M. vereinigen sollte. Es wurde zunächst ein US-erzeugendes System mit dem Massageschlauch der «Subaqua-Anlage» so verbunden, daß beide Energien den Körper des Patienten an gleicher Stelle treffen sollten (Abb. 2).

Als US-Gerät verwandten wir einen «Ultrasonator» der Firma «Ultra-

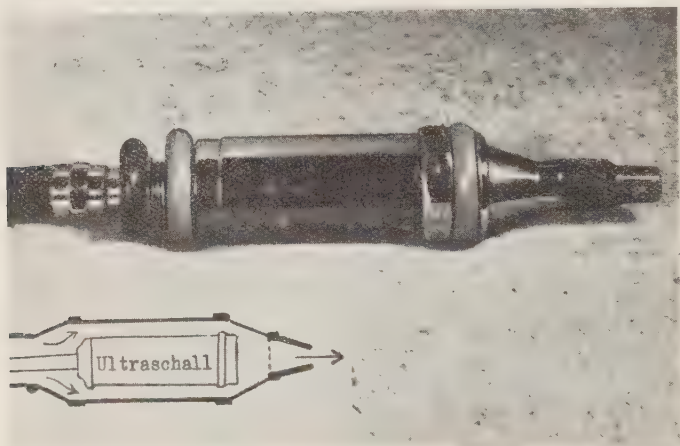


Abb. 3. – Kombinationsdüse mit US-Erzeuger (Ultrakust) auf piezoelektrischer Grundlage.

kust» mit den bekannten technischen Daten. Die Nachteile dieser Anordnung ergaben sich aus der unhandlichen Schwere beider Schlauchkonstruktionen.

Es wurde dazu übergegangen das US-erzeugende System konzentrisch in den Wasserstrahl einzubauen. Dieses System wird dann vom Wasserstrahl des Massageschlauches zentrisch umflossen. Die Schallenergie wird vom Wasserstrahl zentrisch mitgeführt. Da der konzentrische Wasserstrahl die Erwärmung des US-erzeugenden Systems verhindert, kann die Eigenkühlung des Gerätes fortfallen. Dies bedeutet neben dem Fortfall des zweiten Schlauches eine weitere Einsparung an Gewicht (Abb. 3).

Trotzdem war auch bei dieser Konstruktion das Eigengewicht noch zu groß, (wir verwandten zunächst einen serienmäßig hergestellten Behandlungskopf der Firma Ultrakust). Hinzu kam die relative Empfindlichkeit des Gerätes bei der US-Erzeugung auf piezoelektrischer Grundlage. Bei dieser Konstruktion entsteht ein besonderer Nachteil dadurch, daß über ein Kabel im Inneren des Massageschlauches Hochfrequenzenergie an das US-erzeugende System herangeführt werden muß. Es ist zu bedenken, daß im Massageschlauch Druck-

verhältnisse bis zu 4,5 atü auftreten können. Hieraus ergeben sich Gefahrenzustände für den im Vollbad befindlichen Patienten. Die Kabelleitung im Massageschlauch ist von außen nicht ohne weiteres überblickbar.

So gingen wir dazu über als US-erzeugendes System ein Gerät zu verwenden, das auf Magnetostriktionsbasis arbeitet. Wir verwandten einen serienmäßig gebauten US-«Badeschwinger» der Atlas A.G., Bremen. Nach zwei Jahren durchgeführter Therapie mit einem Atlasgerät war uns die außerordentlich zuverlässige Leistung dieser technisch sehr einfachen Konstruktion aufgefallen. Die relativ niederen Frequenzen (175 kHz) dieses Gerätes sind

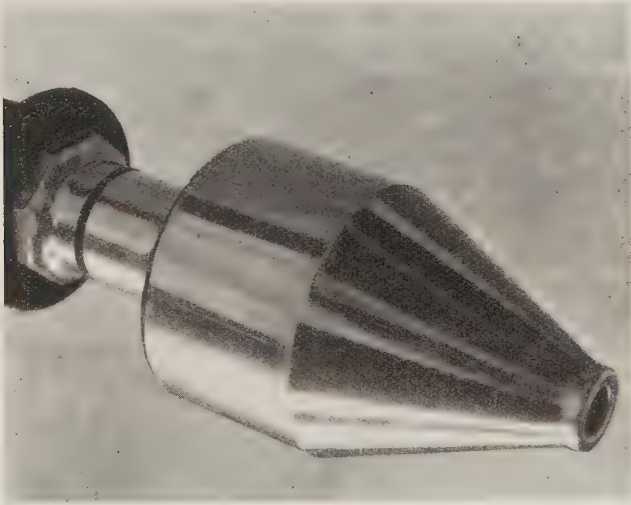


Abb. 4. – Kombinationsdüse mit US-Erzeuger auf magnetostriktiver Grundlage (Atlas).

den zur Zeit am meist verwandten «Standartfrequenzen» (800-1 000 kHz) nach unseren Erfahrungen im Heileffekt gleichwertig.

Zu der robusten Bauweise der Magnetostriktionserzeuger kommt als wesentlichster Gesichtspunkt hinzu, daß die elektrische Erregung des US-Systems mit niedergespannten Strömen erfolgt. Sie sind nach KUNZE [9] für den Patienten ungefährlich. Die Formgebung des Gerätes zeigt Abb. 4. Es wurde uns von der Firma F. Hüttinger, Freiburg zur Verfügung gestellt.

Im allgemeinen wird die Behandlung mit US verhältnismäßig kurzfristig (10-15 Minuten) durchgeführt. Es ist aber zumeist von Vorteil, die Heilfaktoren der U.W.D.M. voll auszunutzen. So verwenden wir am Gerät einen zweiten Massageschlauch (Abb. 5).

Wie Abb. 6 zeigt wird durch den Wasserdruck der Unterwasserdusche die Haut des Patienten dellenförmig eingedrückt. Die Delle kann mehrere Zentimeter Haut, subkutanes Fettgewebe und Muskulatur komprimieren, ohne daß



Schmerzen auftreten. Die Tiefe der Delle ist abhängig vom Düsenquerschnitt und vom Wasserdruck.



Abb. 5. — Durchführung einer kombinierten U.W.D.M. mit US (Vollmassage als Nachbehandlung).

Durch die starke Eindellung der Haut entstehen Verhältnisse, die die Applikation des US begünstigen.



Abb. 6. — Ischiasbehandlung: kombinierte Unterwasserduschmassage und Ultraschall-Einstrahlung.

1.) Es wird im Bereich der eingedellten Oberfläche die Eindringtiefe des US durch das Ausweichen der oberen Weichteilschichten in den Körper vermehrt. Nach neuesten Messungen (Siemens-Reiniger, Erlangen) beträgt die Halbwertstiefe für das Gewebe etwa 3 cm (800 kHz). Das heißt bereits in 3 cm Tiefe hat die Intensität des US um die Hälfte abgenommen. Das Einsparen einer Wegstrecke von mehreren Zentimetern ist bedeutungsvoll. Vor allem bei der Forderung einer gezielten Applikation, etwa für die Ischiasbehandlung (Abb. 6).

2.) Ergibt es sich, daß der Wasserdruckstrahl nicht kontinuierlich auf das Gewebe einwirkt, sondern Vibrationen zeigt. Durch diese Massage-Effekte wird das Gewebe senkrecht zu den einfallenden US-Wellen bewegt, wodurch eine weitere Intensitätsverteilung des US-Feldes in den behandelnden Körperabschnitt erfolgt.

Die « Verwischung » bestehender Interferenzfelder im behandelten Körperabschnitt erfolgt somit nicht nur flächenhaft, wie bei der üblichen massierenden US-Therapie, sondern noch zusätzlich in der dritten Dimension.

3.) Wird die Haut im Bereich der Delle maximal gespannt. Hierdurch werden Schallreflektionen und Grenzschichteffekte verringert und Energieverluste vermieden.

Bedeutungsvoll ist bei der Therapie mit der « Subaqua-Anlage » die Möglichkeit, in Form der sogenannten « Hitzedusche » arbeiten zu können. Die Wassertemperatur bleibt hierbei konstant, da aus der Temperiergabel (Abb. 1) kaltes Wasser in dem Maße nachströmt, wie aus dem Massageschlauch heisses Wasser einströmt. Dadurch werden Belastungen des Patienten vermieden. So lassen sich z.B. Kniegelenke mit einem Druckstrahl behandeln, dessen Temperatur bis zu 60 Grad betragen kann.

Veränderungen der Schallfelder durch das strömende Wasser sind als unwesentlich anzunehmen, wie wir es einer Mitteilung von Herrn Prof. BERGMANN verdanken. Die Geschwindigkeit des Wasserstrahls ist gegenüber der des US so verschwindend klein, daß dieser Faktor unberücksichtigt bleiben kann. Allerdings muß eine Wirbelbildung vor dem US-erzeugenden System durch geeignete Formgebung des Gerätes so eingeschränkt werden, daß Hohlraumbildungen vermieden werden und ein kompakter Wasserstrahl die Düse verläßt.

Über klinische Ergebnisse bei Anwendung der Kombinations-Therapie soll gesondert berichtet werden. Allgemein hat sich gezeigt, daß bei einzelnen Indikationen im Verlauf der kombinierten Behandlung von US mit U.W.D.M. Heileffekte schneller eintreten als bei einer Trockenbehandlung mit den bisher üblichen Kontaktmitteln. Auffallend ist die häufig starke allgemeine Reaktion der Patienten nach der Behandlung, diese geht über das Maß des von der U.W.D.M. gewohnten Bildes hinaus. Die Forderung einer im Anschluß an die Behandlung streng einzuhaltenden Ruhepause von mindestens zwei Stunden muß daher besonders betont werden.

Zusammenfassend kann man demnach sagen, daß sich für die Therapie Verbesserungen der technischen Verhältnisse ergeben. Bei einwandfreier US-Ankoppelung im Vollbad, Aussparung des unerwünschten US-Nahfeldes und dadurch bedingter Vermeidung von Schäden läßt sich mit diesem Gerät eine besonders günstige, «gezielte» Therapie betreiben. Die Einstrahlung wird sichtbar gemacht durch eine markante Hautdelle, die Eindringtiefe des US, wird durch die Eindellung des Gewebes vermehrt. Die vorliegenden einwandfreien Übertragungsmöglichkeiten erlauben die Applikation geringster US-Intensitäten. Diese lassen sich in ihrer biologischen Wirksamkeit durch Anwendung der «Hitzedusche» steigern. Weitere Steigerungen der Heileffekte ergeben sich durch zusätzliche hydro-therapeutische Faktoren der U.W.D.M.

## LITERATUR

### A) Unterwasserduschmassage:

- K. HOFFNER: *Therapie der Gegenwart*, Heft 1 (1928).  
 K. HOFFNER: *Therapie der Gegenwart*, Heft 5 (1931).  
 K. HOFFNER: *Strahlentherapie*, 4 (1931).  
 K. HOFFNER: *Die Medizinische Welt*, Nr. 12 (1932).  
 K. HORSCH: *Fortschritte der Therapie*, 8. Jahrgang, Heft 21 (1932).  
 K. HORSCH: *Physikalische Therapie*, 43, Heft 5 (1932).  
 K. HORSCH: *Physikalische Therapie*, 44, Heft 5 (1933).  
 K. WOLFF: *Centralblatt f. Chirurgie*, Nr. 2, 108-110 (1936).  
 K. HORSCH: *Ergebnisse aus Chirurgie und Orthopädie*, 30. Band (1937).  
 C. J. GAUSS: *Monatsschrift f. Geburtshilfe und Gynäkologie*, B. 104 (1937).  
 G. HOHMANN: *Die Umschau*, Heft 4 (1939).  
 E. KRAMPF: *Physikalische Therapie in der Gynäkologie an der Würzburger Univ. Frauenklinik*, Januar 1935 bis 31. Dezember 1941.  
 FR. SOLA MAYER: *Misericordia*, 2. Jahrgang, (1948).  
 H. BRAUNER: *Physikalische Therapie. Balneologie, Klimatologie* (Springer-Verlag, Wien, 1949).  
 H. BRAUNER: *Deutsche Medizinische Rundschau*, Heft Nr. 15 (1948).

### B) Ultraschall:

- [1] E. BREUNING: *Strahlentherapie*, 79, 515 (1949).  
 [2] H. BRÜNER und H. RINDFLEISCH: *Der Ultraschall i. d. Medizin* (S. Hirzel, Zürich, 1949), S. 136.  
 [3] L. BERGMANN: *Der Ultraschall* (Hirzel, Stuttgart, 1949).  
 [4] F. WACHSMANN: *Strahlentherapie*, 79, 529 (1949).  
 [5] R. POHLMAN und G. FIDLER: *Ärztliche Forschung*, 3, 521 (1949).  
 [6] TH. HÜTER: *Ärztliche Forschung*, 3, 585 (1949).  
 [7] G. BARTH und K. VON SANDEN: *Deutsch. Med. Wschr.*, 75, 175 (1950).  
 [8] J. LEHMANN: *Strahlentherapie*, 79, 543 (1949).  
 [9] W. KUNZE: *Der Ultraschall in der Medizin* (S. Hirzel, Zürich, 1949), S. 22.

## Über biophysikalische Grundlagen therapeutischer Ultraschallwirkungen.

J. LEHMANN

*Medizinische Universitätsklinik – Frankfurt/Main*

Die entscheidende Rolle, die die durch Schallabsorption bedingte Erwärmung des Gewebes bei der therapeutischen Ultraschallwirkung spielt, wurde von uns an Hand folgender biologischer Reaktionen nachgewiesen. Wir untersuchten die Bedingungen für das Auftreten der Hyperämie, des Oedems, der Änderung der Funktion und der elektrischen Erregbarkeit peripherer Nerven und schließlich der gewebszerstörenden Wirkung der Ultraschall (US)-Wellen. Dabei wurden diese biologischen Reaktionen deswegen näher betrachtet, weil sie in enger Beziehung zu verschiedenen therapeutischen US-Effekten stehen. Wir fanden bei allen Reaktionen übereinstimmend folgendes Verhalten: 1.) Die US-Wirkung war stark temperaturabhängig und ließ sich nur bei höheren Gewebeausgangstemperaturen nachweisen, während sie bei Unterkühlung trotz z.T. erheblich erhöhter Schalleistung (4 fach) und verlängerter Beschallungszeit (8 fach) nicht auslösbar war. 2.) Die während der Beschallung nach Messungen erreichte Gewebetemperatur genügte zur Erklärung der Schallwirkung, was wir durch Überwärmungskontrollen feststellten. 3.) Die Spezifität der therapeutischen US-Wirkung ließ sich durch die Besonderheit der Wärmeverteilung im Organismus weitgehend erklären. Es wurden an den Grenzflächen zwischen Medien verschiedenen Schallwiderstandes nicht nur selektive Temperaturerhöhungen gemessen, sondern auch dort die stärksten biologischen Wirkungen beobachtet. 4.) Wärme- und US-Energie konnten sich beim Zustandekommen der Reaktionen nach Untersuchungen über die Hyperaemie, die Gewebeerstörung und das Oedem gegenseitig vertreten. Bei geringeren Schalleistungen ließen sich bei höheren Gewebeausgangstemperaturen die gleichen Veränderungen erreichen wie bei hoher Leistung und tieferer Temperatur.

Das geschilderte Verhalten war eindeutig. Um zu zeigen, daß es sich dabei um eine allgemeinere Gesetzmäßigkeit handelt, untersuchten wir zusammen mit,



TABELLE I. — *Reaktionen sofort nach Beschallung in Wasser und Histaminlösung.*

Beschallt mit:	Gesamtzahl der Tiere	Zahl der Tiere ohne Reaktionen	Differenz der Reihen	Größte zufallsbedi Differen
Wasser . . . . .	40 100%	12 30%	30%	22,6%
Histamin 1 : 100 . . .	40 100%	0 0%		

TABELLE II. — *Reaktionen 24 Stunden nach Beschallung in Wasser und Histaminlösung.*

Beschallt mit:	Gesamtzahl der Tiere	Zahl der Tiere ohne Reaktionen	Differenz der Reihen	Größte zufallsbedi Differen
Wasser . . . . .	40 100%	2 5%	5%	22,6%
Histamin 1 : 100 . . .	40 100%	0 0%		

TABELLE III. — *Vergleich zwischen den Reaktionen in Histaminlösung sofort nach US-Einwirkung.*

	Temperatur der Lösung	Gesamtzahl der Tiere	Zahl der Tiere ohne Reaktion	Diff. zwischen den Reakt. nach Überwärmung u. US-Einwirk.	Größte zufallsbedi Differen
Histamin 1 : 100 u. US-Einwirkung .	37,3°	40 100%	0 0 %	—	—
Histamin 1 : 100 .	46,0°	40 100%	3 7,5%	7,5%	22,6%
Histamin 1 : 100 .	48,0°	40 100%	0 0 %	0 %	22,6%
Histamin 1 : 100 .	50,0°	40 100%	0 0 %	9 %	22,6%

TABELLE IV. — *Vergleich zwischen den Reaktionen in Histaminlösung 24 Stunden nach US-Einwirkung.*

	Temperatur der Lösung	Gesamtzahl der Tiere	Zahl der Tiere ohne Reaktion	Diff. zwischen den Reakt. nach Überwärmung u. US-Einwirk.	Größte zufallsbedi Differen
Histamin 1 : 100 u. US-Einwirkung .	37,3°	40 100%	0 0%	—	—
Histamin 1 : 100 .	46,0°	40 100%	8 20%	20%	22,6%
Histamin 1 : 100 .	48,0°	40 100%	0 0%	0%	22,6%
Histamin 1 : 100 .	50,0°	40 100%	0 0%	0%	22,6%

Zahl der Tiere mit leichten Reaktionen	Differenz der Reihen	Größe zufallsbedingte Differenz	Zahl der Tiere mit schweren Reaktionen	Differenz der Reihen	Größe zufallsbedingte Differenz
8 45%	5%	31,6%	10 25%	35%	34,1%
6 40%			24 60%		

Zahl der Tiere mit leichten Reaktionen	Differenz der Reihen	Größe zufallsbedingte Differenz	Zahl der Tiere mit schweren Reaktionen	Differenz der Reihen	Größe zufallsbedingte Differenz
27,5%	27,5%	22,6%	27 67,5%	32,5%	22,6 %
0%			40 100%		

Überwärmung von 30 Minuten.

Zahl der Tiere mit leichten Reaktionen	Diff. zwischen den Reakt. nach Überwärmung u. US-Einwirk.	Größe zufalls- bedingte Differenz	Zahl der Tiere mit schweren Reaktionen	Diff. zwischen den Reakt. nach Überwärmung u. US-Einwirk.	Größe zufalls- bedingte Differenz
6 40%	—	—	24 60,0%	—	—
8 45%	5%	31,6%	19 47,5%	12,5%	33,2%
4 35%	5%	30,0%	26 65,0%	5 %	30,0%
0 0%	40%	13,8%	40 10,0%	40 %	22,6%

Überwärmung von 30 Minuten.

Zahl der Tiere mit leichten Reaktionen	Diff. zwischen den Reakt. nach Überwärmung u. US-Einwirk.	Größe zufalls- bedingte Differenz	Zahl der Tiere mit schweren Reaktionen	Diff. zwischen den Reakt. nach Überwärmung u. US-Einwirk.	Größe zufalls- bedingte Differenz
0 %	—	—	40 100 %	—	—
22,5%	22,5%	22,6%	23 57,5%	42,5%	22,6%
2,5%	2,5%	2,5%	39 97,5%	2,5%	2,5%
0 %	0 %	22,6%	40 100 %	0 %	22,6%

VORSCHÜTZ und BECKER noch andere biologische US-wirkungen. Wir fanden, daß auch die Änderung der Gewebeatmung nach Beschallung stark von der Gewebetemperatur abhängig war. Bei Unterkühlung blieb der Gasverbrauch unverändert, bei höheren Ausgangstemperaturen war er geringer als bei den Kontrollen. Wurde das Gewebe auf die thermoelektrisch während der Beschallung gemessene Temperatur ( $46,5^{\circ}$ ) überwärmt, so zeigt sich die gleiche Atmungskurve wie nach US (Abb. 1 und 2). Die permeabilitätssteigernde Wirkung der US-Wellen wurde an Hand des Histamindurchtrittes durch die Haut näher

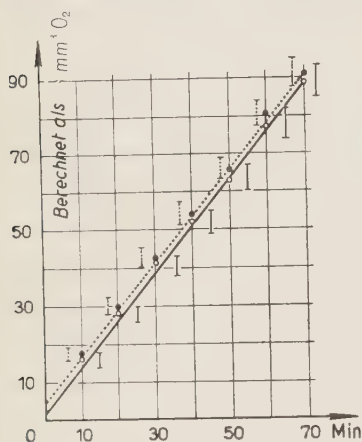


Abb. 1. — Gasverbrauch des  
bei  $5^{\circ}\text{C}$  beschallten .....  
bei  $5^{\circ}\text{C}$  unbeschallten .....  
Gewebes.

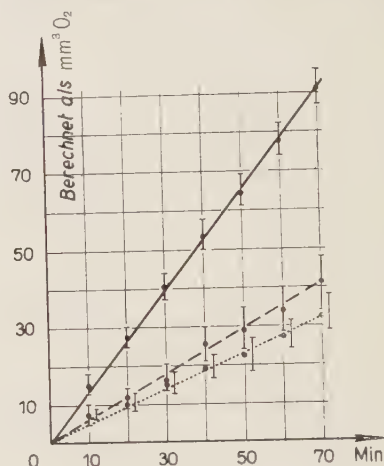


Abb. 2. — Gasverbrauch des  
bei  $40,5^{\circ}\text{C}$  beschallten .....  
bei  $40,5^{\circ}\text{C}$  unbeschallten .....  
auf  $46,5^{\circ}\text{C}$  überwärmt .....  
Gewebes.

untersucht. Auch hier fanden wir bei 40 Tieren bei Unterkühlung auf  $9^{\circ}$  und 8 mal längerer Beschallung als in der Wärme (4 Stunden) keinen Durchtritt des Medikamentes. Dagegen war bei Gewebeausgangstemperaturen von  $37^{\circ}$  ein eindeutiger Histamindurchtritt durch die Haut festzustellen (Tab. 1 und 2). Die während der Beschallung erreichte Hauttemperatur betrug nach unseren Messungen  $48^{\circ}$ . Die Überwärmung der Haut in einer Histaminlösung von  $48^{\circ}$  zeigte annähernd die gleichen Reaktionen wie nach Beschallung, während tiefere und höhere Temperaturen stärkere oder schwächere Veränderungen zur Folge hatte (Tab. 3 und 4). Man kann also auch auf Grund dieser Versuche annehmen, daß durch die durch Schallabsorption bedingte Temperatursteigerung die Permeabilität der Haut verändert wird, und dann das Histamin im wesentlichen auf dem Diffusionswege in das Gewebe eintritt. Wir glauben, daß sich durch diese Ergebnisse die Widersprüche zwischen den Befunden von FRENZEL, HINSBER, SCHULTES, FLORSTEDT und POHLMAN einerseits und WUTTGE andererseits erklären lassen, da man früher die Hauttemperatur nicht

berücksichtigt hatte. Auch ist an anderen Objekten die Temperaturabhängigkeit von US-Reaktionen von DITTMAR und BARTH gefunden worden. Ebenso stimmen die Befunde von PFANDER und THEISMANN mit dem Geschilderten gut überein.

Wir versuchten außerdem bei einer für die Therapie als besonders wichtig angesehenen US-Reaktion, nämlich der Hyperaemie (G. BARTH und K. v. SANDEN, G. BARTH, J. PÄTZOLD und F. WACHSMANN, DITTMAR, K. HORATZ, R. POHLMAN, RICHTER und E. PAROW, H. THEISMANN, K.-H. WOEBER) auf anderem Wege festzustellen, ob mechanische US-Effekte oder die Wärme wirksam waren. Hierzu benutzten wir (J. LEHMANN und R. VORSCHÜTZ) den

TABELLE V.

	Gleichschall 8 Minuten Versuchsdauer	1 : 1 16 Minuten Versuchsdauer	1 : 5 48 Minuten Versuchsdauer	1 : 9 80 Minuten Versuchsdauer
Zahl der Reaktionen von je 30 Tieren:	30 (100%)	26 (86,7%)	25 (83,4%)	16 (53,4%)
Differenz zwischen der Zahl der Reaktionen nach Gleich- und Impulsschall:	—	13,3%	16,6%	46,6%
Größte zufallsbedingte Differenz nach KOL- LER:	—	29,0%	29,0%	36,3%

Vergleich zwischen den Reaktionen nach Impulsschall mit verschiedenem Impuls/Pausenverhältnis und Gleichschall, wobei die Impulse annähernd rechteckförmig waren und immer die Gesamtschallzeit dieselbe blieb. Mit immer kleinerem Impuls/Pausenverhältnis stieg aus apparativen Gründen die abgestrahlte Energiemenge, trotzdem sank die Zahl der Reaktionen gegenüber Gleichschall eindeutig ab (Tab. V). Dieses Verhalten sprach für eine Wärmewirkung. Um aber eine denkbare, wenn auch unwahrscheinliche Erholung des Gewebes von mechanischen Einwirkungen in den Schallpausen (1/200 s) auszuschliessen und um zu zeigen, daß tatsächlich die durch Schallabsorption erreichte Temperatursteigerung im Gewebe entscheidend für das Auftreten der Hyperaemie war, wurde die US-Wirkungskurve (200 Tiere) mit einer Wärmewirkungskurve (560 Tiere) verglichen. Dabei trugen wir die Reaktionsprozentage gegen die Gewebetemperatur auf. Die Beschallung erfolgte mit Gleich- sowie Impulsschall verschiedenen Impuls/Pausenverhältnisses. Wie die mathe-



mathematische Analyse der Kurven (Abb. 3) zeigte, sind sie praktisch identisch. Die geringe Linksverschiebung der US-Kurve erklärt sich daraus, daß bei der Messung der Gewebetemperatur die Grenzflächenerwärmungen nicht voll erfaßt werden konnten. Die etwas größere aber nicht signifikant verschiedene Streuung der US-Kurve beruht darauf, daß hier die Gewebetemperatur

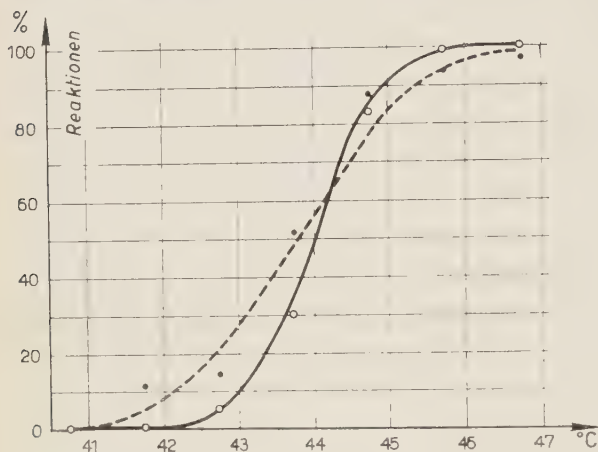


Abb. 3. — ○○○ experim. ermittelte Wärmereaktionen,  
— berechnete Wärmereaktionen  
••• experim. ermittelte US-Reaktionen,  
--- berechnete US-Reaktionen.

thermoelektrisch ermittelt wurde, und in ihr dementsprechend der « Fehler » der physikalischen Meßmethode enthalten ist. Die Kurven zeigen, daß bei US- und Wärmeeinwirkung im untersuchten Falle die biologische Variabilität der Reaktion des Tiermaterials gegenüber der Gewebetemperatur dieselbe ist, woraus eindeutig hervorgeht, daß beim Impulsschall ebenfalls die durch Schallabsorption bedingte Wärme wirksam war.

Ferner wurde (J. LEHMANN und H.-J. FEISSEL) bei der gleichen Reaktion der gesetzmäßige Zusammenhang zwischen dem Auftreten der Hyperaemie und dem primären physikalischen Vorgang im Schallfeld, nämlich der Mediumteilchenamplitude, näher untersucht. Zu diesem Zweck wurden die prozentualen Reaktionen direkt aus der Teilchenamplitude errechnet, dazu wurde die bereits früher ermittelte Wärmewirkungskurve

$$P' = \frac{1}{\sigma_w \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x \exp \left[ -\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma_w^2} \right] \cdot dx.$$

und die experimentell gefundene Gesetzmäßigkeit zwischen Teilchenamplitude und der während der Beschallung erreichten Gewebetemperatur mit den Konstanten benutzt. Letztere ergab eine Gerade (Abb. 4) von der Formel  $x = ay + b$ , wobei  $x$  die Gewebetemperatur und  $y$  die Teilchenamplitude bedeuten.  $a$  und  $b$  sind Konstanten. Wurde die Gewebetemperatur im obigen Integral durch die Mediumteilchenamplitude ersetzt und die aus der Wärmewirkungskurve ermittelte Streuung  $\sigma_w$  und der ebenfalls aus dieser Kurve gefun-

dene Temperaturwert für 50% der Reaktionen  $x_0$  eingesetzt, so ergab sich folgende Formel:

$$P' = \frac{a}{\sigma_{iv}\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^y \exp \left[ - \frac{[(ay - b) - x_0^2]^2}{2\sigma_{iv}^2} \right] \cdot dy.$$

Die in Abb. 5 dargestellte Wirkungskurve ist nach ihr aus der Teilchenamplitude errechnet worden. Die experimentell in Abhängigkeit von der Teilchen-

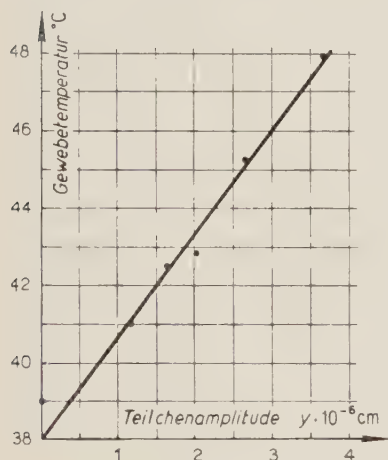


Abb. 4. — Abhängigkeit der Gewebetemperatur von der Teilchenamplitude im Schallfeld.

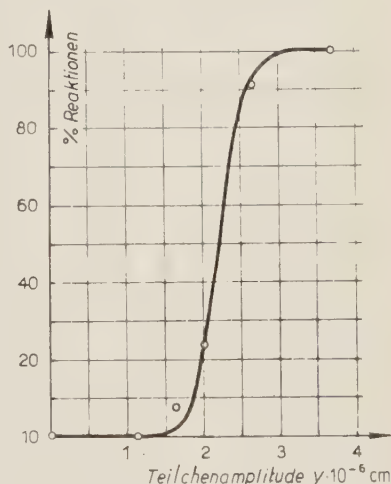


Abb. 5. — Aus der Teilchenamplitude berechnete, —, und experimentell ermittelte, o o o, Reaktionsprozente.

amplitude an 350 Tieren gefundenen Reaktionswerte werden durch die Formel gut angenähert, woraus ebenfalls zu schließen ist, daß der mathematische Ansatz richtig war, so daß also zunächst bei Beschallung mit verschiedener Amplitude die Gewebetemperatur durch Schallabsorption gesteigert wird, und diese dann ihrerseits die biologische Wirkung auslöst. Dafür spricht ebenfalls auch der Befund, daß auch in diesem Falle die Wärme- und US-Wirkungskurve (Abb. 6) identisch sind.

Wenn wir somit zeigen konnten, daß bei einer Vielzahl therapeutisch wichtiger Reaktionen die US-Wirkung im wesentlichen durch die infolge der Schallabsorption auftretende Temperatursteigerung mit ihrer spezifischen Lokalisation an den Grenzflächen erklärt werden konnte, so mußte doch infolge der großen Streuung des biologischen Materials und insbesondere auch infolge prinzipieller meßtechnischer Schwierigkeiten die Frage offen gelassen werden, ob quantitativ allerdings im wesentlich geringeren Maße außer der Wärme-

wirkung noch andere US-Reaktionen zur Erklärung der therapeutischen Wirkung herangezogen werden mußten. Diese Möglichkeit bestand deswegen, weil die thermoelektrische Temperaturmessung im Schallfeld mit dem Fehler behaftet ist, daß zusätzlich an der Sonde Schall in Wärme verwandelt wird. Die maximale Größe dieses Fehlers konnten wir exakt dadurch ermitteln, daß wir in

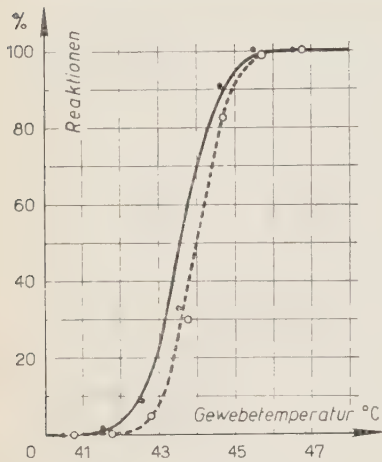


Abb. 6. - US- und Wärmewirkungskurve.  $\circ \circ \circ$  experimentell ermittelte Wärmereaktionen. - - - berechnete Wärmereaktionen.  $\bullet \bullet \bullet$  experimentell ermittelte US-Reaktionen. — berechnete US-Reaktionen.

einer Versuchsreihe bei vollkommen gleichen Bedingungen mit einem Thermoelement im Gewebe während der Beschallung die Temperatur maßen und dann in einer 2. Reihe nach derselben Zeit unter gleichen Verhältnissen und an derselben Stelle die Temperatur dadurch ermittelten, daß wir unmittelbar nach Abschalten des Schalles die gleiche Thermo- oder Thermoelement in das Gewebe hineinschossen. Die 1. Meßreihe mußte, nach dem oben Gesagten, einen zu hohen, die 2. Meßreihe infolge einsetzender Abkühlung einen zu niedrigen Temperaturwert ergeben. Der Unterschied betrug bei unseren Verhältnissen allerdings nur 12 % so daß wir sagen können, daß bei unseren Ergebnissen dieser Fehler sicher kleiner als 12 % war. Nach Schätzungen im Wasserphantom betrug er nur 0,1%.

Wir versuchten daher festzustellen, welche aus den Naturwissenschaften bekannten nicht wärmebedingten US-Reaktionen unter therapeutischen Bedingungen im intakten Organismus zusätzlich eine Rolle spielen können. Zunächst zeigte sich an Hand einer Untersuchung über die US-Haemolyse, daß die Kavitation und die Entgasung und deren sekundären physikalischen und chemischen Folgen nicht ohne weiteres zur Erklärung therapeutischer Effekte herangezogen werden können, denn in vivo wirken sich hemmend auf diese Vorgänge der hohe Volumenprozentsatz an Zellen im Organismus und die hohe Viskosität der Körpersäfte aus (Tab. 6 und 7). Dagegen fanden wir bei einer eingehenderen elektrochemischen Untersuchung über den Chlorionendurchtritt durch die überlebende Froschhaut, die wir mit BECKER und JAENNICKÉ zusammen durchführten, daß sich hier in der Tat nicht auf Wärme beruhende Wirkungen nachweisen ließen. Während der Beschallung wurden nach unseren Messungen eine Temperatursteigerung von 8° in der Haut erreicht. Erwärmten wir um diesen Betrag, so traten in derselben Zeiteinheit zwar mehr Ionen als bei den Kontrollen, aber auch weniger als während der Schalleinwirkung durch die Froschhaut hindurch. Dagegen war die irreversible Permeabilitäts-

TABELLE VI. – *Abhängigkeit der Hämolyse von der Blutkörperchenverdünnung.*

Frequenz: 1000 kHz Volumenprozentgeh. der Hammelblutkörperchen in physiol. NaCl	Anodenspannung: 1000 V Beginn der Rotfärbung der Suspensionsflüssigkeit nach Versuchsanfang	Anodenstrom: 150 mA Zeitpunkt des Lackfarben- werdens der Suspensions- flüssigkeit nach Versuchsanfang
2,5 %	63 s	125 s
5,0 %	125 s	193 s
7,5 %	187 s	245 s
10,0 %	245 s	315 s
12,5 %	303 s	381 s

TABELLE VII. – *Abhängigkeit der Hämolyse von der Verdünnungsflüssigkeit der roten Blutkörperchen.*

Frequenz: 1000 kHz 5% Hammelblutkörperchen- aufschwemmung, als Ver- dünnungsflüssigkeit dient Hammelserum und physiol. NaCl - Lösung im Verhältnis:	Anodenspannung: 1000 V Beginn der Rotfärbung der Suspensionsflüssigkeit nach Versuchsanfang	Anodenstrom: 120 mA Zeitpunkt des Lackfarbenwerdens der Suspensionsflüssigkeit nach Versuchsanfang
1 : 1	$\geq 1800$ s	$\geq 1800$ s
1 : 5	$> 1800$ s	$> 1800$ s
1 : 10	328 s	405 s
1 : 100	186 s	287 s
nur physiol. NaCl - Lösung	184 s	285 s

änderung nach US und nach dieser Wärmeeinwirkung die gleiche. Die Erwärmung durch den US konnte also für die bleibenden Veränderungen als die alleinige Ursache angesehen werden, dagegen mußten andere Schallwirkungen den stärkeren Ionendurchtritt während der Beschallung zur Folge gehabt haben. Es konnte gezeigt werden, daß der an der Froschhaut entstehende Gleichdruck und besonders die Rührwirkung des US eine verstärkte Permeation der Ionen zur Folge hatte. Die Rührwirkung des US infolge der Gleichströmung vom Quarz bewirkte eine Vervielfachung des Ionendurchtrittes, die weitgehend unabhängig von der Temperatur war. Dagegen nahm die absolute Menge der mehr hindurchtretenden Ionen bei Erwärmung der Membran zu. Diese Wirkung beruht auf Verkleinerung der Diffusionsschicht, wobei zu erwarten ist, daß sie auch am lebenden Organismus einen verbesserten Stoffaustausch an biologischen Grenzschichten zur Folge haben kann.



Schließlich zeigte sich an diesem Untersuchungsobjekt daß das histologische Bild bei den verschiedensten physikalischen Einwirkungen wie Druck, Wärme und US immer das gleiche war und in blasenförmiger Abhebung von Epithelschichten und in deren Aufsplitterung sowie in Verquellung von Zellen und Kernen bestand. Aus dem Beispiel ist ersichtlich, daß man nicht ohne weiteres aus histologischen Veränderungen auf die primär auslösenden physikalischen Ursachen rückschliessen darf, was oft, gerade bei der Schalltherapie, getan worden ist.

Abschliessend sei noch erwähnt, daß nach einer von uns durchgeführten quantitativen größenordnungsmäßen Betrachtung auch noch eine Depolymerisation von Eiweißmolekülen durch Zerreißwirkung (G. SCHMID) in der Zelle durch US zu Stande kommen kann. Diese, wie auch noch viele andere, aus den Naturwissenschaften bekannte US Reaktionen, die nicht Wärmewirkungen bedeuten, sind zwar im Organismus denkbar, ihr Vorkommen ist aber bisher nicht exakt bewiesen. Für die von uns untersuchten therapeutischen Reaktionen gilt aber, daß sie alle, einschließlich der zuletzt geschilderten mechanischen Wirkungen nur eine untergeordnete Rolle spielen können.

Zuletzt sollen noch die für die Praxis wichtigen Folgerungen aus den Versuchsergebnissen gezogen werden. Wenn die Temperatursteigerung im Gewebe der entscheidende Faktor für die therapeutische Schallwirkung ist, dann ist es zweckmäßig die Behandlung immer so durchzuführen, daß eine erwünschte Erwärmung ohne Verbrennung zu Stande kommt. Dabei ist apparativ zu betrachten, daß beim Vergleich zwischen Impuls- und Gleichschallgeräten, erstere nur gerade so viel leisten, wie sie wärmemäßig wirksam sind. Entscheidend ist also nicht die Spitzenleistung, sondern die mittlere Leistung, woran auch durch lange Beschallungszeiten nichts geändert wird. Weiterhin ist es wünschenswert, daß der Schallkopf bei der Behandlung sich nicht stärker erwärmt, da hierdurch eine unverwünschte thermische Belastung der Hautoberfläche zu Stande kommt. Ist er andererseits etwa durch Kühlung der kalten Wasserleitung eiskalt, so können hierdurch Wirkungen in den oberen Gewebeschichten verhindert werden. Für die Wahl der Wassertemperatur bei Ankoppelung im Bade gelten die gleichen Gesichtspunkte, und schließlich ist es auch wesentlich bei der Beschallung mit bewegtem Kopf den Rythmus und die Geschwindigkeit so zu wählen, daß in der erkrankten Gewebepartie eine geeignete Erwärmung auftritt.

#### LITERATUR

- G. BARTH und K. v. SANDEN: *Dtsch. med. Wschr.*, **75**, 179 (1950).  
G. BARTH, I. PAETZOLD und F. WACHSMANN: *Strahlentherapie*, **80**, 2. 305 (1949).  
C. DITTMAR: *Strahlentherapie*, **78**, 214 (1948).  
K. HORATZ: *Strahlentherapie*, **79**, 635 (1949).

- J. LEHMANN: *Strahlentherapie*, **82,2**, 282 (1950); *Kongressbericht der Erlanger US-Arbeits-  
tagung « Der Ultraschall in der Medizin »* (S. Hirzel-Verlag, Zürich, 1949), s. 159;  
*Umschau*, **49**, 20 (1949); *Mitt. d. Firma Ultrakust*, Heft 6, 1 (1949).
- J. LEHMANN und R. VORSCHÜTZ: *Strahlentherapie*, **81**, 4, 639 (1950); *Strahlentherapie*  
**82,2**, 287 (1950),
- J. LEHMANN und G. BECKER: *Strahlentherapie*, **79**, 4, 554 (1949).
- J. LEHMANN und H. J. FEISSEL: *Strahlentherapie*, **82,2**, 29 (1950),
- J. LEHMANN, G. BECKER und W. JAENICKE: *Strahlentherapie*, **83,2**, 311 (1950),
- J. LEHMANN und G. FINSTERWALDER: *Arch. f. exper. Pathologie u. Pharmakologie*,  
**216**, 2-3, 314 (1949).
- J. LEHMANN: *Strahlentherapie*, **79**, 4, 541 (1949); *Erg. d. phys. u. diät. Therapie* (1951);  
*Strahlentherapie*, **79**, 4, 533 (1950).
- R. POHLMAN: *Forsch. u. Fortschr.*, **13**, 187 (1939).
- R. POHLMAN, R. RICHTER und E. PAROW: *Dtsch. med. Wschr.*, **52**, 251 (1939).
- G. SCHMID: *Phys. Zeits.*, **41**, 326 (1940).
- H. THEISMANN: *Strahlentherapie*, **80**, 599 (1949).
- K.-H. WOEBER: *Strahlentherapie*, **79**, 599 (1949).

## Über den Wert der Behandlung der schweren Ischiasneuritis mit Ultraschallwellen.

J. LEHMANN

*Medizinische Universitätsklinik – Frankfurt/Main*

Über die Behandlung der Ischias mit Ultraschall-Wellen ist bereits von einer größeren Anzahl Autoren berichtet worden (BARTH und WACHSMANN, BUCHTALA, DEMMEL, DENIER, HENKEL, HORVATH, HORATZ, KOEPPEN, MÜLLER, POHLMAN, PAROW und RICHTER, PAROW-SOUCHON, SCHOLTZ und WINDE, SCHULZE, UNGEHEUER, WIEGMANN; Lit. s. J. LEHMANN). Einen objektiven Überblick über die Erfolgsaussichten gibt die in Erlangen aufgestellte Sammelstatistik von insgesamt 1508 Fällen. In dieser Statistik sind die therapeutischen Optimisten und Pessimisten gleichermaßen zu Wort gekommen. Außerdem muß man noch berücksichtigen, daß zum Teil auch unzulängliche Geräte benutzt wurden, wobei die mit ihnen erzielten Ergebnisse mit in der Übersicht enthalten sind. Geheilt oder wesentlich gebessert wurden 62,0%, gebessert 22,6%, und 10,3% wurden nicht beeinflusst, 0,5% verschlechtert, 4,6% blieben vorzeitig der Behandlung fern. An größeren Statistiken sind noch die von DEMMEL und UNGEHEUER zu erwähnen. DEMMEL konnte von 197 Fällen 80% heilen, während UNGEHEUER bei 105 Patienten 71 heilte und 34 besserte. Aus dem veröffentlichten Zahlenmaterial geht eindeutig hervor, daß durch die Therapie mit US Erfolge erzielt werden konnten, wobei es nur bei einer sehr kleinen Anzahl von Kranken zu einer Verschlimmerung unter der Beschallung kam. Hierbei muß außerdem die Frage offen bleiben, ob es sich nicht um symptomatische Fälle gehandelt hat. Wegen der Uneinheitlichkeit der Beurteilung der Erfolge und des jeweilig verschiedenen Krankengutes lassen die bisher veröffentlichten Statistiken keinen Vergleich mit der Wirkung anderer therapeutischer Maßnahmen zu. KOEPPEN, HORATZ, STOLZ, UNGEHEUER u.a. wiesen aber darauf hin, daß mit US-Wellen auch die Fälle geheilt werden konnten, die vorher jeder anderen Therapie getrotzt hatten. Auch eine Abkürzung der Behandlung glaubte SCHMIDT feststellen zu können. Aus diesen Angaben ließ sich vermuten, daß die US-Therapie bei der Ischias, die

eine ihrer wesentlichsten Indikationen darstellt, den anderen Behandlungsmaßnahmen überlegen ist. Es galt zu untersuchen ob sich diese Vermutung statistisch bestätigen ließ.

Von den der Klinik zugewiesenen Patienten mit Ischiasneuritis wurde daher jeweils immer der erste nur mit US und der zweite und dritte mit allen anderen zur Verfügung stehenden therapeutischen Maßnahmen behandelt. Symptomatische Ischiasfälle wurden durch eine sorgfältige klinische, neurologische und röntgenologische Untersuchung unter Mitberücksichtigung der von SCHELLER und BANNWART angegebenen Diagnostik ausgeschlossen. Bei sämtlichen Patienten handelte es sich um besonders schwere Erkrankungen, die der Klinik zugewiesen wurden, da sie über Monate ohne jeden Erfolg vom Hausarzt oder in kleineren Krankenhäusern behandelt worden waren. Je nach der Schwere und der Hartnäckigkeit der Neuritis wurde in unserer Klinik zu immer eingreifenderen Behandlungsmethoden gegriffen. Diese bestanden unter anderem in Beseitigung von Herdinfekten, Pyramidon-, Salizyl- und Vitamingaben in hohen Dosen, Schwitzpackungen, Lichtbädern, Ultrakurzwellenbestrahlungen, Impletolinjektionen, sowie Peri- und Intraneuraler Novocaininfiltration, praesakraler und periduraler Anästhesie und Dehnung des Nerven in Narkose.

Die mit US behandelten Pat. wurden jeden Tag mit dem Ultrasonator (Ultrakust), der mit 1000 kHz arbeitet, mit 2-4 W/cm<sup>2</sup> und einer Gesamtleistung von 20-40 W 10-12 Minuten beschallt. Insgesamt verabfolgten wir 10-20 Beschallungen. Bei unseren Untersuchungen über den therapeutischen Wirkungsmechanismus der US-Wellen, insbesondere bei der Einwirkung auf den Ischiasnerven stellten wir fest, daß entscheidend für das Zustandekommen der Wirkung die bei der Schallabsorption auftretende Temperatursteigerung im Gewebe war. Dabei trat selektiv eine Erwärmung der biologisch wichtigen Grenzflächen auf, was experimentell auch für den Nerven von ROSENBERGER bestätigt wurde. Wir mußten die Frage offen lassen, ob quantitativ, allerdings in wesentlich geringerem Masse, außer der Wärme noch andere Schallwirkungen zur Erklärung der biologischen Reaktionen heranzuziehen waren. Entsprechend der Kenntnis der biophysikalischen Grundlagen der Therapie behandelten wir mit bewegtem Schallkopf den erkrankten Nerven so, daß im Gewebe eine wirksame Temperatursteigerung infolge der Schallabsorption auftreten konnte. Dies wurde dadurch erreicht, daß der Ischiasnerv einschließlich der Nervenaustrittsstellen an der Wirbelsäule in 3-4 Abschnitten mit langsam bewegtem Schallkopf so behandelt wurde, daß der Patient gerade ein Wärmegefühl verspürte. Wesentlich war auch für die Wärmewirkung, wie oft und in welchen Zeitabständen der Schallkopf eine Stelle überstrich.

Stellen wir nun die Zahl der geheilten und beschwerdefreien Patienten nach Beschallung und nach Behandlung mit den anderen genannten klinischen Maßnahmen gegenüber, so zeigt sich, daß nach US wesentlich mehr geheilt



und beschwerdefrei wurden (Tab. I und 2). Als geheilt wurden nur solche Fälle bezeichnet, bei denen neben Schmerzfreiheit bei der Nachuntersuchung alle objektiven Symptome, einschließlich der Muskelatrophien, verschwunden waren. Darüber hinaus zeigten alle beschallten Patienten eine objektive und subjektive Besserung, während nach anderweitiger Behandlung 10% (5) keinerlei Änderung des Befundes und der Beschwerden aufwiesen.

TABELLE I.

Ischias behandelt	Geheilt	Nicht geheilt	Summe
Nur mit US . . . . .	13 (52%)	12 (48%)	25 (100%)
Mit den anderen in der Klinik gebräuchlichen Methoden ohne US	6 (12%)	44 (88%)	50 (100%)

TABELLE II.

Ischias behandelt	Beschwerdefrei	Noch Beschwerden	Summe
Nur mit US . . . . .	16 (64%)	9 (36%)	25 (100%)
Mit den anderen in der Klinik gebräuchlichen Methoden ohne US	13 (26%)	37 (74%)	50 (100%)

Die statistische Auswertung des vorliegenden Zahlenmaterials erfolgte nach dem T-Verfahren von H. v. SCHIELING. Es wurde statistisch erwiesen, daß die US-Behandlung der schweren Ischiasneuritis den anderen Behandlungsmethoden deutlich überlegen ist. Es erscheint dementsprechend zweckmäßig zu sein, bei der echten Ischias nicht erst kostspielige Zeit mit anderen Behandlungsmethoden zu verlieren, sondern diese nach sorgfältiger Diagnosestellung der Schallwellenbehandlung zuzuführen. Deren erfolgreiche Durchführung hat allerdings unbedingt zur Voraussetzung, daß der Therapeut mit den physikalischen und biophysiologischen Grundlagen der Therapie vertraut ist und die Indikationen und Kontraindikationen kennt, und schließlich ein für therapeutische Zwecke geeignetes Gerät zur Verfügung hat.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß es statistisch nachgewiesen werden konnte, daß bei schweren Ischiasneuritiden, die monatelang vergeblich hausärztlich behandelt wurden, die US-Therapie der übrigen klinischen Behandlung, gemessen an den Heilungserfolgen und an der Erreichung der Beschwerdefreiheit, überlegen ist.

# LITERATUR

- V. BUCHTALA: *Strahlentherapie* **79**, 4, 615 (1949); *Ärztl. Wschr.*, **3**, 321 (1948).  
 G. BARTH und F. WACHSMANN: *Strahlentherapie*, **78**, 119 (1949).  
 A. DEMMEL: *Dtsch. Med. Rdsch.*, **2**, 7 (1948); **3**, 24 (1949).  
 A. DENIER: *Dermatologica*, **87**, (1943); *Presse Méd.*, **11**, 22, 307 (1946); *Journ. Belge de Radiologie* **31**, 213 (1948).  
 J. HORVATH: *Ärztl. Forsch.*, **2**, 11 (1949); *Asclepios*, **1**, 16 (1948).  
 U. HINTZELMANN: *Dtsch. med. Wschr.*, **72**, 350 (1947); *Zeits. f. Phys. Ther., Bäder- u. Klimahk.* **1**, 161 (1948); *Klin. Wschr.*, **26**, 191 (1948); *Med. Klinik*, 143 (1948).  
 TH. HÜTER und R. POHLMAN: *Zeits. f. angew. Physik*, Heft 2 (1949) (im Druck).  
 K. HORATZ: *Strahlentherapie*, **79**, 4, 635 (1949); *Ultrakustmitt.*, **5** (1948).  
 K. HENKEL: *Praxis*, **13**, 284 (1949); *Strahlentherapie*, **77**, 291 (1948).  
 S. KOEPPEN: *Ther. d. Gegenwart*, **8**, 234 (1949); *Hippokrates*, **20**, 11, 285 (1949).  
 J. LEHMANN und G. FINSTERWALDER: *Arch. exper. Path. (D)*, **206**, 314 (1949).  
 J. LEHMANN: *Strahlentherapie*, **79**, 533 und 543 (1949); **82**, 282 (1950); *Umschau*, **49**, 20, 609 (1949); *Ultrakustmitt.*, Heft 6 (1949); *Erg. d. phys. diät. Ther.* (1949), im Druck: *Der Ultraschall in der Medizin* (S. Hirzel Verlag, Zürich-Stuttgart, Bd. 1. 159 (1949); Bd. 2 5, 18, 43, (1950).  
 J. LEHMANN und G. BECKER: *Strahlentherapie*, **79**, 553 (1949).  
 J. LEHMANN und R. VORSCHÜTZ: *Strahlentherapie*, **82**, 287 (1950).  
 MÜLLER: *Ultrakustmitt.*, **3** (1948).  
 R. POHLMANN: *Schweiz. med. Wschr.*, **79**, 754 (1949).  
 R. POHLMANN, R. RICHTER und E. PAROW; *Dtsch. med. Wschr.*, **65**, 251 (1939).  
 R. POHLMANN: *Über die Ausbreitung und Absorption von Ultraschall im menschlichen Gewebe und seine therapeutische Wirkung bei Ischias und Plexusneuralgie* (Vortrag). *Verh. deutsch. phys. Ges.*, **20**, 52 (1939); *Forsch. u. Fortschr.*, **15**, 187 (1939); *Umschau*, **43**, 725 (1939); **44**, 225 (1940); *Research and Progress*, **6**, 178 (1940); *Mitt. d. Bezirksvereins Berlin d. Vereins dtsch. Chemiker*, Nr. 9, 23. Jan. (1941).  
 R. POHLMAN und U. HINTZELMANN: *Fiat Review*, **22**; *Biophysik*, Teil II, 3261.  
 R. POHLMAN: *Ärztl. Forsch.* (1949), im Druck.  
 E. PAROW-SOUCHON: *Zeits. f. ärztl. Fortbild.*, **39**, 362 (1942).  
 R. E. SCHMIDT: *Nervenarzt*, **20**, 7, 321 (1949).  
 G. A. SCHÖGER: *Arzt u. Patient*, **62**, 193 (1949).  
 A. STOLTZ: *Pro Medica*, **18**, 261 (1949).  
 G. H. SCHOLTZ und D. WINDE: *Zeits. Rheumaforsch.*, **7**, 130 (1944).  
 M. SCHULZE: *Diss. Göttingen* (1945).  
 W. SCHMITZ: *Strahlentherapie*, **79**, 4, 643 (1949).  
 H. V. SCHELLING: *Klin. Wschr.*, **14**, 48 (1936); **15**, 1691 (1937); **16**, 50, 1758 (1938).  
 H. V. SCHELLING: *Arb. a. d. Staatl. Inst. f. exper. Ther. u. d. Forsch. Inst. f. Chemotherapie zu Frankfurt/Main*, **39**, 35 (1940).  
 G. H. SCHOLTZ: *Dtsch. med. Wschr.*, **68**, 888 (1942); *Ther. d. Gegenw.*, **84**, 301 (1943).  
 J. TITZ: *Med. Klinik*, **44**, 1121 (1949).  
 E. UNGEHEUER: *Strahlentherapie*, **79**, 4, 619 (1949).  
 I. WIEGMANN: *Ultrakustmitt.*, **1**, 2 (1948).  
 KH. WOEBER: *Strahlentherapie*, **79**, 4, 643 (1949).  
 K. H. WUTTGE: *Bayer. Ärzteblatt*, 21-22 (1948).  
 J. ZEMANN: *Publications Institutes of Hygiene Public. Bratislava* (1947).

## L'azione degli ultrasuoni nella terapia delle affezioni reumatiche.

### OSSERVAZIONI TECNICHE E CLINICHE

P. MAZZOLA

*Istituti Radiologici Mauriziano e dell'Università - Torino*

Dalle prime pubblicazioni di POHLMAN, RICHTER e PAROW, uscite nel 1939, la terapia degli ultrasuoni ha avuto un grande sviluppo. È noto come questa energia si trasmette molto bene nell'interno dei tessuti, per cui, dopo la guerra, questo nuovo metodo terapeutico si è diffuso in tutto il mondo con larga eco anche nei giornali politici. Gli ultrasuoni nel campo della terapia fisica vengono oggi impiegati per le indicazioni più varie e ultimamente sono stati pubblicati degli esperimenti fatti con gli ultrasuoni anche nel campo della diagnostica medica: è fuori dubbio però che non si può ancora precisare neppure approssimativamente i limiti della loro applicazione in medicina, per cui, all'indagine medica, si apre un nuovo vasto campo di ricerche.

Dagli studi sperimentali risulta che l'azione di queste onde sui tessuti organici è assai complessa e per nulla chiarita; tuttavia, qualunque sia l'intimo suo meccanismo d'azione, agli effetti terapeutici si può ritenere che tali onde di media e debole intensità svolgono un'azione eccitante sul ricambio cellulare mentre per intensità maggiori l'effetto appare progressivamente più perturbativo con cavitazione fino alla distruzione dell'elemento stesso.

Fra le molte affezioni suscettibili di trattamento ultrasonoro abbiamo portato la nostra attenzione sulle malattie di natura reumatica che, per la loro diffusione e la possibilità di cura ambulatoria, permettono una ricca casistica con lungo periodo di osservazione. Al riguardo la letteratura italiana non offre notevoli osservazioni, per contro all'estero, specialmente in Germania ed in America, un gran numero di ricercatori si è occupato di tali affezioni ed i risultati riferiti appaiono particolarmente interessanti. Le statistiche più numerose riguardano il trattamento delle nevralgie e delle mialgie reumatiche con risultati in genere assai favorevoli (POLHMAN, RICHTER, DENIER, UNGEHEUER, FUCHS, HORVATH, DEMMEL, ecc.).

Concordanti sono pure i successi ottenuti nel morbo di Bechterew e in tutte le forme articolari in cui si ha una degenerazione fibrosa progressiva del tessuto connettivo.

Nel corso di un anno (1949), abbiamo trattato e seguito per lungo tempo 97 pazienti; 56 affetti da neurite, 25 da artrosi lombo-sacrale, e 16 sofferenti di lombalgia.

Nelle nostre esperienze abbiamo usato un generatore a quarzo piezoelettrico funzionante ad una intensità di 4-5 W ed alla frequenza di 980 kHz: venivano in genere praticate 8-15 sedute con tempo di applicazione di 10-15 minuti. A conoscenza della particolare sensibilità del tessuto nervoso all'azione delle onde ultrasonore, abbiamo adottato alcune particolarità tecniche che ci hanno permesso di non lamentare alcun disturbo di natura nervosa, sia motorio che sensitivo, e ciò malgrado parecchi soggetti siano stati trattati ripetutamente: abbiamo pure eliminato i pericoli di ustione cutanea interponendo un cuscinetto di gomma sottile ripieno di acqua tra proiettore e superficie cutanea, ottenendo inoltre un perfetto adattamento tra le due superfici.

Gli effetti terapeutici da noi ottenuti sono indubbiamente interessanti, è però necessario distinguere i risultati immediati da quelli duraturi e definitivi. Durante il trattamento abbiamo quasi costantemente notato un'azione benefica e quasi analgesica di queste onde sulla sintomatologia con grande sollievo dei pazienti; il miglioramento talvolta era preceduto da riacutizzazione e questa si manifestava specialmente nei casi ad azione favorevole.

Riguardo ai risultati definitivi le conclusioni sono invece meno incoraggianti specialmente nelle forme di reumatalgia non essenziale: la percentuale delle guarigioni durature è infatti nettamente inferiore a quella ottenuta dalla maggior parte degli Autori.

È dubbio perciò che le possibilità terapeutiche delle onde ultrasonore, nelle affezioni di natura reumatica, siano superiori a quelle di altri mezzi di cui la terapia fisica dispone.



## L'Ultrasonoterapia delle sindromi di Menière.

P. MENZIO e D. SCALA

*Istituto di Radiologia dell'Università - Torino*

Premesso che a tutt'oggi l'esperienza terapeutica a mezzo di Ultrasuoni è assai incerta per lo scarso numero di osservazioni riportate e per le difficoltà di controllo sistematico dei pazienti trattati, riesce difficile stabilire un criterio tecnico di terapia ultrasonica che valga a dare un giudizio effettivo sull'efficacia del trattamento. Riferendosi ai risultati riferiti da WIETHE (24 casi trattati di cui 21 con esito favorevole) e di DUSSIK (5 casi trattati di cui 4 con ottimo esito) e da DENIER risulta tuttavia che l'azione delle onde ultrasonore in ambito auricolare agisce favorevolmente nell'attenuare le manifestazioni di vertigine anche in casi spiccatamente gravi.

Nell'Istituto di Radiologia dell'Università di Torino, in collaborazione con la Clinica Oto-rino-laringologica si sono iniziate ricerche sistematiche su pazienti affetti da morbo di Menière in trattamento Ultrasonico: la tecnica seguita, pur variando di caso in caso a seconda dell'entità delle manifestazioni e delle condizioni del soggetto, essenzialmente si è basata, per i pochi casi finora trattati, su deboli intensità e frequenze elevate (960 000 Hz 1-1,5 W) con applicazioni di breve durata (5 — 10 minuti) ripetute a giorni alterni per 10 — 15 sedute complessive. Le applicazioni erano praticate con contatto diretto della testa vibrante con la superficie mastoidea e con il trago.

Dalle osservazioni finora controllate si può ritenere che la terapia ultrasonica, se praticata in debole entità e con debite cautele, offre notevoli possibilità di ridurre anche precocemente le manifestazioni di vertigine di cui particolarmente si lamentano i pazienti: permangono per contro pressochè immutati gli altri disturbi (acufeni, ipoacusia, ecc.). Ulteriori indagini sono in corso e di esse più specificamente verrà riferito in seguito.

## Sofortschäden durch Ultraschall am Ohr.

H. H. NAUMANN

Würzburg

An mehreren Orten wurde in den letzten Jahren versucht, Otosklerose und Ohrgeräusche durch Ultraschall zu heilen. Die Berichte über den Erfolg sind sehr widersprechend. Es ist hier nicht die Zeit, auf die einzelnen Autoren näher einzugehen. Immerhin ist es verwunderlich, daß diese ganzen klinischen Untersuchungen an Patienten gemacht wurden, ohne daß man sich vorher Klarheit darüber verschafft hatte, ob Ultraschall bei den heute verwendeten Energiemengen in der Lage ist, am Ohr Schädigungen hervorzurufen oder nicht.

Aus diesem Grunde wurden von uns tierexperimentelle Untersuchungen über die Wirkung des Ultraschalls am Ohr angestellt und es konnten dabei die unterschiedlichsten und mannigfaltigsten Veränderungen am Gehörorgan und an dessen Nachbarschaft festgestellt werden. Sowohl «Sofortschäden» als auch «Spätschäden» waren schon bei relativ geringen Dosen feststellbar. Leider erlaubt es die Zeit nur, Ihnen einige besonders charakteristische «Sofortschäden» zu demonstrieren, ohne daß auf alle Schädigungsformen und -Möglichkeiten eingegangen werden könnte. Eine ausführliche Behandlung unserer Ergebnisse muß an anderer Stelle erfolgen.

Zunächst einige technische Angaben:

Beschallt wurde mit *bewegten* Schallkopf und Vorsatztubus von 3 cm Durchmesser unter Paraffinöl-Koppelung. Verwendet wurden ausgewachsene Meeresschweinchen. (Intensitäts- und Behandlungsdauer-Angaben jeweils bei den entsprechenden Abbildungen).

Die verwendete Apparatur war ein «Ultrasonator» der Fa. Ultrakust. Frequenz: 1 MHz. Generatorprinzip: Quarzgesteuerter Sender. Ultraschall-Form: Gleichschall. Maximale Gesamt-Schall-Leistung: 32 Watt.

Es folgen einige Mikrophotogramme von beschallten Meerschweinchenohren (die Tiere wurden sofort nach der Beschallung vitalfixiert):

- |                                |   |
|--------------------------------|---|
| 1. Gehörgangs-Ödem.            | 5. Blutung in die Nische des runden Fensters. |
| 2. Blutung ins Trommelfell.    | 6. Blutung in den oberen Bogengang.           |
| 3. Ödem der Paukenschleimhaut. | 7. Blutung in die Schnecke.                   |
| 4. Blutung ins Mittelohr.      | 8. Zerstörung des Gehirns.                    |



Abb. 1. – *Gehörgangs-Ödem*. Die Epidermis hat sich abgelöst. Das normalerweise nur sehr dünne subepitheliale Bindegewebe ist hochgradig verbreitert und von Ödemflüssigkeit durchsetzt. Kleine Blutungen im Gewebe. Der Osteoblastensaum (als innerste Lage des Periosts direkt auf dem Knochen) ist ebenfalls schwer verändert. Die Veränderungen reichen soweit, als die Unterlage von Knochen gebildet wird. Im knorpeligen Gehörgang *keine* Veränderungen. (Grenzschicht-Effekt!). Bewegter Schallkopf. Maximale wirksame Intensität:  $0,3 \text{ W/cm}^2$ . Behandlungsdauer  $6 \times 5$  Minuten.



Abb. 2. – *Blutung ins Trommelfell*. Die Cutis-Schicht des Trommelfells ist abgehoben. Zwischen ihr und der membrana propria starke Erythrocyten-Ansammlung und Ödem. Links oben in der Ecke: Stück von der Gehörgangswand. Bewegter Schallkopf. Maximale wirksame Intensität:  $0,3 \text{ W/cm}^2$ . Behandlungsdauer:  $6 \times 5$  Minuten.

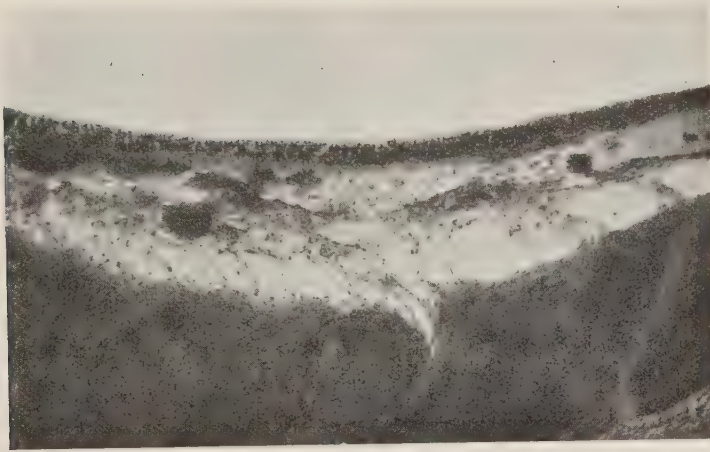


Abb. 3. – *Starkes Ödem der Paukenschleimhaut.* Die normalerweise sehr dünne Paukenschleimhaut ist sehr stark verdickt, in ihrem lockeren Maschenwerk Ödemflüssigkeit und kleine umschriebene Blutungen. Bewegter Schallkopf. Maximale wirksame Intensität:  $0,3 \text{ W/cm}^2$ . Behandlungsdauer:  $6 \times 5$  Minuten.

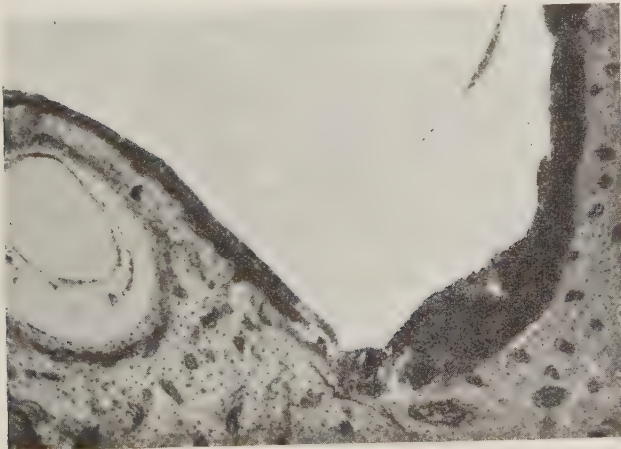


Abb. 4. – *Massive Blutung ins Mittelohr.* An die ganze Paukenhöhlenwand ringsherum angelagert eine dicke Schicht von Erythrocyten. Schleimhautbestandteile sind nicht mehr erkennbar. Links im Bild ist der obere Bogengang angeschnitten. Dieser zeigt keine Veränderungen. Bewegter Schallkopf. Maximale wirksame Intensität:  $0,5 \text{ W/cm}^2$ . Behandlungsdauer:  $1 \times 20$  Minuten.





Abb. 5. – *Blutung in der Nische des runden Fensters.* Zwischen die beiden Knochenbrücken eingespannt die Membran des runden Fensters, die dick belegt ist von Erythrocyten. Außerdem ist die Nische angefüllt mit einem hämorrhagischen Exsudat. Bewegter Schallkopf. Maximale wirksame Intensität:  $0,3 \text{ W/cm}^2$ . Behandlungsdauer:  $6 \times 5$  Minuten.

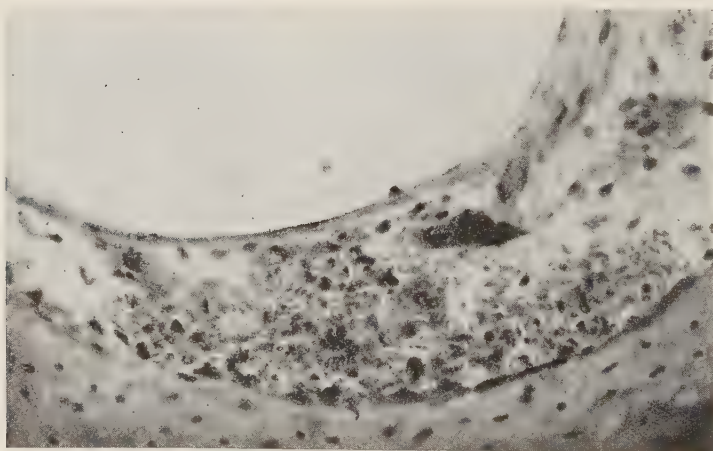


Abb. 6. – *Blutung in den oberen Bogengang.* Auf dem Bild ist zu sehen von oben nach unten: Das Lumen des Endolymphschlauches. Dann die Wand des Endolymphschlauches. Dann das lockere Gewebe des Perilymphraumes, dessen Maschen von einer massiven Blutung erfüllt sind. Ganz unten der Knochen des Labyrinthmassivs. Bewegter Schallkopf. Maximale wirksame Intensität:  $0,3 \text{ W/cm}^2$ . Behandlungsdauer:  $6 \times 15$  Minuten.



Abb. 7. – *Blutung in die scala tympani und Zerstörung des Corti-Organes.* In der scala tympani rechts am Rande Ansammlung von Erythrocyten, die vom runden Fenster (ganz unten im Bild als dunkler Strich erkennbar) bis zur Basilarmembran reicht. Die Elemente des Corti-Organes sind stark zusammengewürfelt und ohne organischen Zusammenhang bunt durcheinandergewürfelt. Die Reißner'sche Membran ist unverändert. Die Basilarmembran ist an einer Stelle (wo das Corti-Organ ihr aufliegt) zerrissen. Rechts im Bild die knöcherne Schneckenwand. Bewegter Schallkopf. Maximale wirksame Intensität:  $0,3 \text{ W/cm}^2$ . Behandlungsdauer:  $6 \times 15$  Minuten.

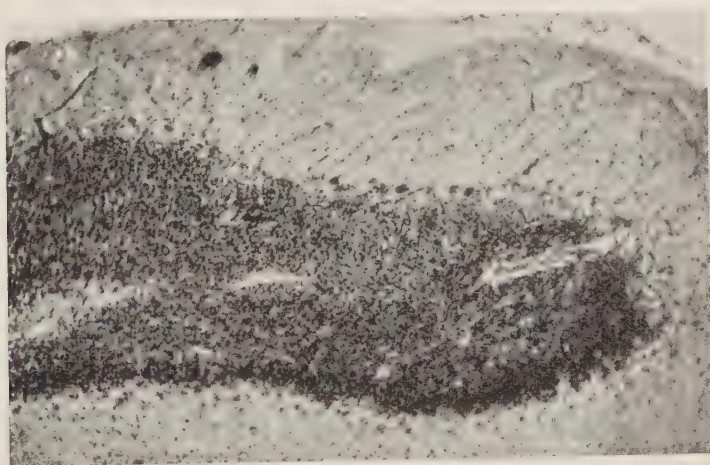


Abb. 8. – *Zerstörung des Gehirns (Kleinhirn).* Die dunkle Körnerschicht in der Mitte des Bildes ist rechts noch normal ausgebildet. Nach links zu erscheint sie in zunehmendem Masse aufgelockert, die einzelnen Zellen sind gestaltlich schwer verändert und aus der normalen Lagerung herausgerissen. Auch die umgebende helle äußere Molekularschicht ist aufgelockert, von zerrissener Struktur und von kleinen, normalerweise nicht vorhandenen Spalträumen (Ödem?) durchsetzt. Die Pia (auf dem Bild am oberen Rand nur teilweise dargestellt) ist ebenfalls stellenweise zerstört. Bewegter Schallkopf. Maximale wirksame Intensität:  $0,3 \text{ W/cm}^2$ . Behandlungsdauer:  $6 \times 15$  Minuten.

Sowohl die verwendete Intensität wie auch die Behandlungsdauer liegen somit im Bereich der heute verwendeten Größenordnungen. (Die angegebenen Intensitäts-Werte sind Maximalwerte!). Auf der anderen Seite handelt es sich beim Meerschweinchen um andere Größenverhältnisse als beim Menschen. Eine Übertragung unserer Ergebnisse auf den Menschen ist deshalb nicht ohne weiteres möglich. Das ist auch nicht der Zweck dieser Ausführungen. Es soll lediglich auf die *Möglichkeit* einer Schädigung durch Ultraschall hingewiesen werden. Da man gerade am Schädel und am Ohrgebiet die Energieverteilung des Ultraschall-Feldes wegen der hier aus anatomischen Gründen unübersichtlichen Interferenz-, Reflexions- und Absorptionsvorgänge nicht wie an anderen Körperstellen mit einiger Sicherheit berechnen und somit « steuern » kann, ist für dieses Körpergebiet beim Beschallen äußerste Vorsicht am Platze. Darauf aufmerksam zu machen ist der Zweck dieser Demonstration.

## Zur Indikation und Technik der Ultraschalltherapie in der Internen Klinik.

F. A. PEZOLD

*I. Medizinische Klinik der Freien Universität - Berlin*

Die Ultraschalltherapie hat sich in der Internen Klinik aus dem Versuchsstadium heraus bereits zu einer Routinemethode entwickelt. Es zeichnet sich bereits heute eine Abgrenzungsmöglichkeit des Indikationsbereiches ab. Ultraschall ist keineswegs ein Allheilmittel. Die bisherigen Indikationsangaben müssen enger gefaßt werden: Es sind nur *bestimmte* Formen der Neuritis, des Rheumatismus, der deformierenden degenerativen Gelenkerkrankungen, der peripheren Durchblutungsstörungen und des Bronchialasthmas, die auf Ultraschallwellen günstig reagieren.

Vom *Ischiassyndrom* sprechen gut die entzündlich-rheumatischen Formen, weniger die degenerativen und kaum die mechanisch bedingten (Nucleus-pulposus-Prolaps) an. Aus dem Nichtreagieren auf diese Therapieform aber auf das Vorliegen eines derartigen Bandscheibenprolapses zu schließen, wäre voreilig. Wir haben manchmal auch hier Erfolge aufzuweisen. Sie dürften so zu erklären sein, daß neben der reinen Druckwirkung auf den Nerven noch entzündliche oder Stauungsmomente mitwirken, die das perineurale Gewebe treffen und so die mechanischen Wirkungen verstärken. Die Radialis- und Ulnarisneuritis sind klare Indikationen, während wir bei der Trigeminusneuralgie und den Intercostalneuralgien kaum etwas gesehen haben. Die Erfolge bei der Occipitalneuralgie sind wechselnd.

Im Bereich des *rheumatisch-arthritischen Formenkreises* ist selbstverständlich die akute fieberhafte Polyarthrits rheumatica mit und ohne Herzbeteiligung kontraindiziert. Wir schließen von den chronischen und subchronischen Verlaufsformen die Synovitis mit entzündlichem Gelenkerguß und die typische Infektarthrits mit Gelenkschüben und Ruheschmerz aus. Eine Fokalsanierung sollte immer vorausgehen. Bei unsanierten Kranken haben wir Exacerbationen, einmal sogar eine schwere Generalisation erlebt.

Indiziert ist die Ultraschallwellenbehandlung im Rheumabereich, der das gesamte Gelenksystem (einschließlich periartikuläres Gewebe), auch das der



Wirbelsäule umfassen soll, zu dem Zeitpunkt, an dem die Entzündungsprozesse zur Ruhe gekommen sind. Es eignen sich sehr stationäre, schrumpfende, verhärtende (fibrosierende und sklerosierende) Reaktionsabläufe im Bindegewebe. Für diese Prozesse typisch sind der Bewegungsschmerz und die Funktionseinschränkung, die zu Kontrakturen und Subluxationen führen.

Bei den *deformierenden Arthrosen* war der Erfolg von dem anatomischen und funktionellen Befund abhängig. Es gibt aber hier Ausnahmen. Man kann bei einem veralteten *Malum coxae* selbst monatelang anhaltende Schmerzlinderungen sehen, während eine relativ harmlos erscheinende Kniegelenksveränderung nur mit vorübergehender Wirkung anspricht.

Für die beiden vorerwähnten Gruppen steht der *Kombination von Ultraschall* mit Hydrotherapie und Krankengymnastik, sowie anderen Anwendungsformen der Physikalischen Therapie ein erfolgversprechendes therapeutisches Betätigungsfeld offen.

Der Indikationsbereich der Ultraschallanwendung bei *peripheren arteriellen Durchblutungsstörungen* ist da zu Ende, wo bereits nekrobiotische Prozesse, namentlich sekundär infizierte, sich entwickelt haben. Die Grenze ist aber nicht, wie vielfach angenommen, das Vorliegen einer Gefäßsklerosierung. Es ist nicht anzunehmen, daß der Ultraschalleffekt hier durch Angriff am arteriosklerotisch veränderten Gefäß zustande kommt, sondern vorwiegend reflektorisch über das vegetative System und auch im durchbluteten Gewebe selbst durch Verstärkung der Kapillarisation. Deshalb beschallen wir neben dem Gefäßverlauf die in Betracht kommende Beinmuskulatur, die paravertebralen Ganglien und den Ischiasverlauf. Um eine Besserung objektiv nachzuweisen, werden Funktionsprüfungen, einschließlich Arteriographie empfohlen, die die eingetretenen Durchblutungsänderungen besser anzeigen als Röntgenleeraufnahmen.

In der Internen Klinik macht sich überall die Tendenz bemerkbar, den Indikationsbereich der Ultraschalltherapie auf sein «spezifisches Spektrum» zu beschränken. Unsere gegenüber den Literaturberichten schlechteren Erfahrungen mit dem *Asthma bronchiale* beruhen wohl darauf, daß nur Schwerkranke in die Klinik kommen. Als ungeeignet haben sich die polyvalenten allergischen Fälle erwiesen. Auch die mittelschweren und schweren Emphysembronchitiker sprechen kaum an. Bei kaum einer Krankheit ist eine objektive Beurteilung so schwierig, wie beim Bronchialasthma, auch wenn man den Zustand im einzelnen nach Zahl, Dauer und Schwere der Anfälle, der Sputummenge und -beschaffenheit, dem perkussorischen, auskultatorischen und röntgenologischen Lungenbefund beurteilt.

Wir stehen sehr skeptisch gegenüber den Berichten über die Ultraschalltherapie des *Ulcus ventriculi et duodeni*. Das röntgenologische Verschwinden einer Ulcusnische in einer bestimmten Zeit ist kein zuverlässiger Test für den Erfolg einer Behandlung, auch nicht die subjektive Beschwerdefreiheit. Meist

wurden außerdem Bettruhe, segmentale Wärmetherapie und Spasmolytica verordnet, die jede für sich allein den gleichen Effekt erzielen können.

Die angeführten Indikationen mit den erwähnten Einschränkungen können als gesichert gelten. Alles andere gehört ins Versuchslaboratorium, aber noch nicht ans Krankenbett.

## Über die Möglichkeiten des Ultraschalls in Therapie und Diagnose.

R. POHLMAN

*Zürich*

Als vor etwa zehn Jahren die ersten tastenden Versuche über die therapeutische Beeinflussung menschlicher Erkrankungen mit Hilfe von Ultraschallwellen gemacht wurden, ahnten die Beteiligten nicht, daß dieses Gebiet sich im Laufe von einem Jahrzehnt zu einer ganz beachtlichen Breite entwickeln würde. Einen eindrucksvollen Hinweis in dieser Richtung hat uns die Internationale Erlanger Ultraschalltagung im Mai vorigen Jahres gegeben, bei der vermutlich auch mehrere von Ihnen zu Gäste gewesen sind. Diese Tagung hat sich speziell mit den medizinischen und biologischen Problemen des Ultraschalls befaßt, während diese Gebiete nur ein Teilgebiet der diesjährigen Ultraschalltagung ausmachen. Es erübrigt sich daher, auf spezielle Einzelheiten einzugehen, und ich möchte heute nur auf weitere Möglichkeiten von Therapie und Diagnostik hinweisen, die mir noch offenzuliegen scheinen.

Wir kennen inzwischen aus zahlreichen klinischen Befunden die verschiedenen Indikationsgebiete, auf denen der Ultraschall sich besonders nützlich erwiesen hat. Hierzu gehören vor allen Dingen die Nervenerkrankungen, Myalgien und rheumatischen Leiden, Arthritis und Arthrosen, schlecht heilende Ulcera, periphere Zirkulationsstörungen, die eitrig-entzündlichen Erkrankungen und eine weitere Zahl mehr oder weniger gesicherter Indikationen. Aus den genannten Indikationen gewinnt man den Eindruck, daß den Ultraschallwellen eine analgesierende, spasmolytische, entzündungshemmende und bakterizide Wirkung innewohnt. Um diese zu erklären, sind manche physikalischen, physiologischen und biologischen Überlegungen angestellt worden. Alle Erklärungsversuche, die bisher gemacht wurden, sollen nicht darüber hinwegtäuschen, daß man mehr oder weniger auf Hypothesen angewiesen ist, von denen sicherlich die elementaren und primären Grundwirkungen der Ultraschallwelle auf physikalisch gesicherten Füßen stehen, der übrige und sekundäre Ablauf des physiologisch-biologischen Wirkungsmechanismus bisher jedoch im allgemeinen nur geahnt werden kann.

Beschränken wir uns daher zunächst auf die Grundwirkungen, so können

zwei Faktoren mit Sicherheit als derartige angesehen werden: der Temperaturfaktor und die intensiv pulsierende Wirkung der Ultraschallwelle. Der erstere erreicht bei stationärer Einstrahlung therapeutischer Intensitäten dicht unter der Haut eine Erhöhung von etwa 5-6 °C, in 3 cm Tiefe von etwa 2,5 °C. Wie Ihnen Bild 1 zeigt, wird diese Temperaturerhöhung erst im Gleichgewichts-

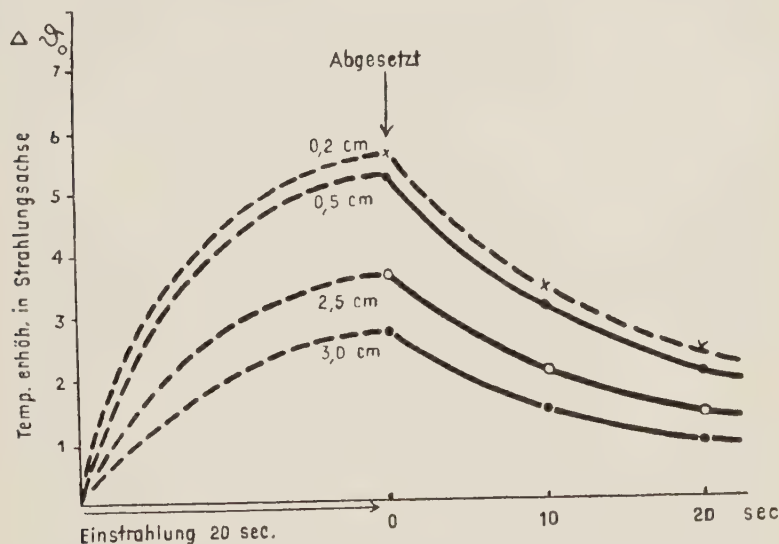


Bild. 1. – Temperaturanstieg und -abfall bei lokaler Ultraschalleinstrahlung von 4 W/cm<sup>2</sup> in Glutealgegend.

zustand nach Einstrahlung von etwa 20 Sekunden erreicht. Bei stationärer Einstrahlung, die im allgemeinen ja immer länger als 20 Sekunden dauert, ist also eine therapeutische Beeinflussung infolge einer Temperaturerhöhung durchaus nicht von der Hand zu weisen. Andererseits kann sie als gewissermaßen gezielte «Lokaldiathermie» nicht der ausschlaggebende Faktor der Ultraschalltherapie sein, da das umfangreiche bisher vorliegende Erfahrungsgut zeigt, daß auch vornehmlich mit der Streichmassage ausgezeichnete Wirkungen erzielt werden können. Da hierbei jedoch ein betrachtetes Körperelement nur etwa je 1 Sekunde bestrahlt wird und in den dazwischen liegenden Pausen Gelegenheit hat, sich wieder abzukühlen, erkennen wir aus Bild 1 und den von v. SANDEN [1] angestellten Überlegungen sogleich, daß hier die mittlere Temperaturerhöhung nur in der Größenordnung von etwa 1/2 °C liegen kann. Derartige Effekte können aber nicht von ausschlaggebender Wirkung sein.

Die intensiv pulsierende Wirkung hingegen stellt Faktoren von ganz anderer Größenordnung zur Verfügung: Bei einer eingestrahnten Intensität von 4 W/cm<sup>2</sup> erleidet das Gewebe Druck- und Zugbeanspruchungen von



$\pm 3,7 \text{ kg/cm}^2$ , ein Druckgefälle, das sich auf die halbe Wellenlänge auswirkt, also ein Gefälle von  $7,4 \text{ at/mm}$  ergibt. Daß das in diesem Gefälle liegende Gewebe auf das Intensivste hin und her bewegt wird, verwundert nicht. Ebenfalls müssen alle Effekte in Erscheinung treten, die sich aus einem derartigen Druckgefälle ergeben und aus der starken Beschleunigung, die das Hunderttausendfache der Erdbeschleunigung beträgt. BARTH und WACHSMANN [2] fanden, daß in den Bewegungsbäuchen, also den Stellen dieser maximalen Beschleunigung, auch die maximalen Einwirkungen auf die Zelle stattfinden, nicht also in den Druckbäuchen, den Stellen maximaler Druckänderung,

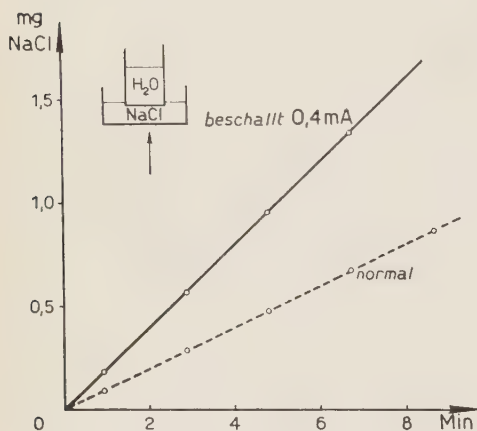


Bild 2. – Die Zunahme der Diffusion durch Ultraschalleinwirkung nach BAUMGARTL [7].

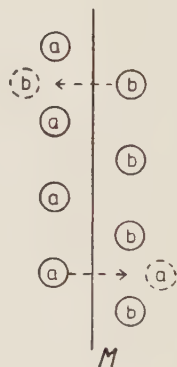


Bild 3. – Steigerung des Stoffaustausches durch Ultraschall.

wie man anzunehmen geneigt sein könnte. Aus dem starken Druckgradienten wäre wiederum die Förderung eines interzellularen Stoffaustausches zu erklären. HOLLAND [3], FRENZEL, HINSBERG und SCHULTES [4], sowie FLORSTEDT und POHLMAN [5] fanden eine derartige Förderung durch Membranen und auch durch die menschliche Haut hindurch. WUTTGE [6] lehnt die Steigerung der Diffusion durch Ultraschall ab, während BAUMGARTL [7] sie auf Grund seiner Messungen erneut bestätigt, wie Bild 2 zeigt. Wir sehen hier die durch eine Zellophan-Membran diffundierte Natriumchloridmenge in Abhängigkeit von der Zeit mit und ohne Beschallung. In der Tat sollte man eigentlich vermuten, daß ein völlig symmetrisch alternierender Vorgang nicht zur Förderung eines Vorganges in einer bestimmten vorgegebenen Richtung in der Lage sei, da er in der zweiten Schwingungsphase eigentlich das rückgängig machen müsse, was er in der ersten bewirkt hat. Dem ist jedoch nicht so, wie Bild 3 zeigt: Entsteht links der Membrane *M* ein Überdruck, so wird ein Molekül *a* in den rechten Raum gelangen, bei Druckumkehr jedoch ein Molekül *b* in den linken,

da die Übergangswahrscheinlichkeit für die Moleküle *b* natürlich viel größer ist als für die wenigen bereits diffundierten Moleküle *a*. Der Vorgang kommt erst im Gleichgewichtszustand zum Stehen, bei gleich vielen Molekülen *a* und *b* auf beiden Seiten. Der Ultraschall fördert also den Stoffaustausch durch die Zellmembranen hindurch und führt Gleichgewichtszustände herbei, die sich ohne ihn — allerdings sehr viel langsamer — auch eingestellt hätten. Wie dieses Beispiel zeigt, ist er also kein Allheilmittel, sondern beschleunigt nur wesentlich diejenigen Vorgänge oder setzt sie in Gang, die einem ohnehin natürlichen Ablauf entsprechen. Er wirkt als physikalischer Katalysator. Ebenfalls ersehen wir bereits an diesem Beispiel, daß das Gesetz « Intensität mal Zeit = Konst. » nicht gelten kann, denn im Anfangszustand wird bei gleichbleibender Intensität der eben geschilderte Vorgang sehr wirkungsvoll, späterhin jedoch exponentiell abnehmend erfolgen, so daß die Einwirkungszeiten also keineswegs gleichmäßig zählen. Auch erkennen wir, daß mangelnde Intensität (die etwa nicht ausreicht, einen Molekültransport herbeizuführen) keinesfalls durch eine Verlängerung der Einwirkungszeit ausgeglichen werden kann, daß also das Gesetz « Intensität mal Zeit = Konst. », wie etwa in der Röntgentherapie, bei Ultraschallvorgängen keine Gültigkeit besitzen kann.

Ebenso steht es mit dem dritten Wirkungsfaktor, der eventuell noch zu nennen wäre, dem chemischen. Zahlreiche chemische Vorgänge lassen sich im Ultraschallfelde herbeiführen oder auslösen. Moleküldepolymerisationen, Oxydationen u.a.m., einige bei sehr hohen Intensitäten, die bei den therapeutischen Dosierungen im Gewebe überhaupt nicht zur Verfügung stehen, andere allerdings bei erstaunlich geringen Intensitäten, wie z.B. die Bildung von salpetriger Säure durch Ultraschalleinwirkung von nur 0,1 W/cm<sup>2</sup> auf lufthaltiges Wasser, wie BREUNING [8] nachwies. STUHLFAUTH [9] fand ebenfalls eine Denaturierung des menschlichen Plasmaeiweisses und eine Verschiebung der Globulinfraktionen untereinander, so daß er den Vergleich zwischen Ultraschalltherapie und einer unspezifischen Reizkörpertherapie zieht.

Die beschriebenen Vorgänge sowie die eingehenden Darlegungen von STUHLFAUTH, über die er noch berichten wird und die auch in dem demnächst erscheinenden zusammenfassenden Werk « Die Ultraschalltherapie » (Huber-Verlag, Bern) zum Abdruck kommen werden, weisen großenteils darauf hin, daß es bei zahlreichen Indikationen ratsam erscheinen mag, nicht nur den locus dolenti zu behandeln, sondern den gesamten Organismus einer Ultraschalleinwirkung auszusetzen, dieses sowohl im Hinblick auf die eben genannten Vorgänge des Plasmaeiweisses, der chemischen Vorgänge (Nitritbildung), der Stoffaustauschförderung im gesamten Organismus als auch der speziell neuralen Beeinflussung. Die Beeinflussung des Gesamtorganismus würde eine neuartige Form der Ultraschalltherapie, die bisher noch wenig gebräuchlich ist, darstellen, nämlich die Anwendung von Ultraschallbädern. Der Vorgang wäre derart zu denken, daß der Patient in eine Badewanne zu liegen kommt, in der ein Ultraschall-

strahler, allerdings von erheblich tieferer Frequenz als der bisher für die Therapie gebräuchlichen, angebracht ist. Es würde also das gesamte umgebende Wasser gewissermassen zu einem Schallwellengitter erregt, in dessen Mitte sich der Mensch als Absorber befindet. Um eine gute Wirkung und entsprechende Resonanzüberhöhung des Schwingungsvorganges in der Wanne zu erhalten, dürfte die Absorption nicht zu groß sein und die Halbwertsiefe müßte etwa in der Größenordnung des menschlichen Rumpfdurchmessers liegen, was etwa zu einer Frequenz um 100 kHz führen würde, wie die folgende Tabelle I zeigt.

TABELLE I. — Ultraschall-Geschwindigkeit, Absorption und Halbwertstiefen in verschiedenen toten und lebenden Geweben.

Gewebeart	US-Geschwindigkeit in m/s	Kompressibilität/atm	Absorption pro cm 800 kHz	Halbwerts- tiefe in cm 800 kHz
Glutaealmuskulatur . . .	—	—	0,21 ... 0,33	2,5
(Fett + Muskel) (lebend)	—	—	—	—
Glutaealmuskulatur . . .	—	—	0,14	5,0
(Fett + Muskel) (tot)	—	—	—	—
Muskel (lebend) . . . .	—	—	0,33	2,1
» (tot) . . . . .	—	—	0,19	3,6
Fettgewebe (lebend) . .	—	—	0,21	3,3
» (tot) . . . . .	—	—	0,10	6,8
Herzmuskel (tot) . . . .	1440 ... 1500	$4,2 \dots 4,5 \cdot 10^{-5}$	0,12 ... 0,19	4,7
Zunge (tot) . . . . .	1440 ... 1470	$4,3 \dots 4,5 \cdot 10^{-5}$	0,22 ... 0,25	3,0
Niere (tot) . . . . .	1440	$4,5 \cdot 10^{-5}$	0,08 ... 0,10	7,7
Leber (tot) . . . . .	1460 ... 1500	$4,2 \dots 4,4 \cdot 10^{-5}$	0,09 ... 0,10	7,3
Liquor (tot) 22° . . . .	1505	$4,34 \cdot 10^{-5}$	sehr klein	> 100
Wasser 22° . . . . .	1490	$4,43 \cdot 10^{-5}$	0,0013	535
Phys. Kochs. Lösung 22° (Normosal)	1495	$4,40 \cdot 10^{-5}$	sehr klein	> 100
Schwefelkohlenstoff 22° . .	1152	$5,8 \cdot 10^{-5}$	0,14	5,0

Wir sehen auf ihr sowohl die Ultraschallgeschwindigkeitswerte verschiedener Gewebearten als auch die Absorptionen und Halbwertstiefen für 800 kHz. Man muß die Halbwertstiefen etwa mit dem Faktor 8 multiplizieren, um den oben genannten Bedingungen zu genügen. Hierbei würde also eine Ultraschall-durchflutung des gesamten Organismus erfolgen und eine Totalbeeinflussung herbeigeführt werden, wie sie sich mit den bisherigen Lokalmethoden nur viel weniger wirkungsvoll ergeben würde. Als Ultraschallerzeuger für derartige Zwecke kämen entweder die üblichen magnetostriktiven Sender in Frage

oder aber als sehr viel billigeres Aggregat die Flüssigkeitspfeife nach JANOVSKY und POHLMAN, die bereits mit Wasserleitungsdruck betrieben und zu außerordentlich billiger Ultraschallerzeugung in Flüssigkeiten benutzt werden

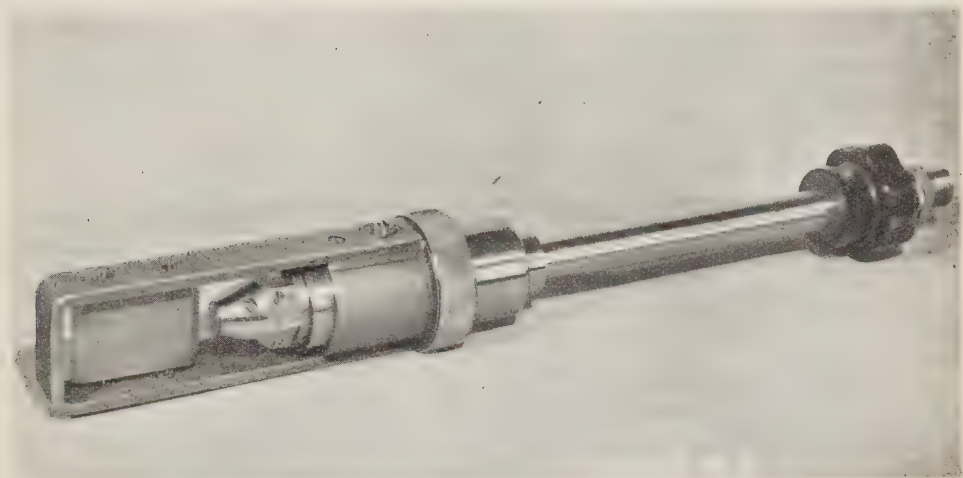


Bild 4. – Flüssigkeitspfeife nach W. JANOVSKY und R. POHLMAN.

kann. Bild 4 zeigt eine derartige Flüssigkeitspfeife, die sowohl für diese Zwecke als auch für den technischen Einsatz in der Großindustrie, zur Emulsionsbildung und vielem anderen mehr, Verwendung finden kann.

Prinzipiell wären auch Schall-Luftbäder zu diskutieren, da bekanntlich ALLEN und RUDNICK [10] in Amerika Ultraschallsirenen von außerordentlicher Intensität, bis zu  $6 \text{ W/cm}^2$  in Luft, konstruiert haben. Bei der Einwirkung derartiger Ultraschallerzeuger auf den Menschen scheinen sich jedoch noch andersartige, bisher ungeklärte und unerwünschte Erscheinungen bemerkbar zu machen, Übelkeit, Brechreiz und anderes mehr, was recht erstaunlich ist, da bei einer Abstrahlung von  $6 \text{ W/cm}^2$  in Luft nur eine Druckschwankung in der Größenordnung von einigen Hundertstel Atmosphären im Gewebe zur Wirkung kommt, also weit geringere Druckschwankungen als wir sie oben kennen gelernt haben. Vermutlich treten hier noch andere, bisher ungeklärte Erscheinungen hinzu, die Resonanzerscheinungen der im Körper befindlichen Lufthohlräume u.a.m., die die Anwendung dieser Methodik, die vermutlich auch nicht den gleichen Wirkungsgrad haben würde wie das Flüssigkeitsbad, noch fraglich erscheinen lassen.

Doch nicht nur in der Therapie, auch in der Diagnostik scheinen sich noch weitere Möglichkeiten über die bisher gebotenen hinaus anzubahnen. GOHR und WEDEKIND [11], DUSSIK [12] und DÉNIER [13] haben als erste auf die



diagnostischen Möglichkeiten des Ultraschalls hingewiesen und diese teilweise in Versuchen belegt. GOHR und WEDEKIND schlagen vor, eine Art Ultraschall-Radar in den Körper einzuleiten, um eventuelle körperfremde Elemente mit Hilfe des rückkehrenden Ultraschallimpulses anzupeilen. Derartige Methoden sind in Amerika zur Zeit in Entwicklung. Die Gebrüder DUSSIK in Österreich haben die Hyperphonographie des Gehirnes entwickelt, indem sie den Schädel mit einem möglichst gut gebündelten Ultraschallstrahl durchsetzen und zeilen-

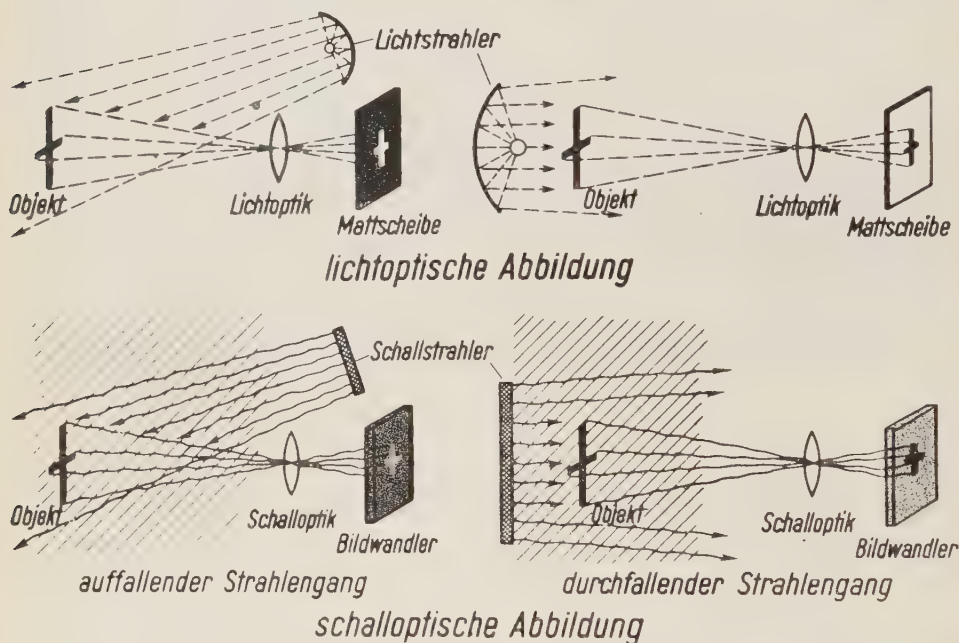


Bild 5. – Die Schallabbildung in Analogie zur lichteptischen Abbildung.

förmig abtasten. Auf der gegenüberliegenden Seite bewegt sich in gleicher Weise ein photographisches Papier an einem Leuchtlämpchen vorbei, dessen Helligkeitswerte durch den den Schädel durchdringenden Ultraschallstrahl gesteuert werden. Auf diese Weise zeichnet das Leuchtlämpchen auf dem photographischen Papier die Helligkeitswerte entsprechend der Schalldurchlässigkeit des Schädels auf, und es lassen sich nach DUSSIK aus einem derartigen Hyperphonogramm mannigfache Schlüsse auf eventuelle pathologische Zustände ziehen. Allerdings handelt es sich hierbei nur um ein sehr grobes Rasterbild und überdies um ein Schattenbild, da es mit diesem Verfahren noch nicht gelingt, z.B. Schnittbilder des Gehirns herzustellen. Hier könnte das Schallsichtverfahren, das vor einiger Zeit vom Vortragenden für die Materialuntersuchung ausgearbeitet wurde [14], einen gewissen Fortschritt erbringen. Die Wirkungsweise sehen wir in Bild 5, das die Analogie einer derartigen Schall-

abbildung zur lichtoptischen Abbildung darstellt. Man hat sich den üblichen lichtoptischen Abbildungsvorgang ins akustische übersetzt zu denken, indem statt Lichtwellen und statt einer photographischen Platte Ultraschallwellen und ein Bildwandler benutzt werden, welcher letzterer das Schallbild in ein sichtbares Bild umsetzt. Es handelt sich also um eine regelrechte Abbildung von Objekten mit Hilfe von Ultraschallwellen. Auf Einzelheiten kann hier nicht eingegangen werden, jedoch zeigt Bild 6 ein derartiges Gerät für die Material-

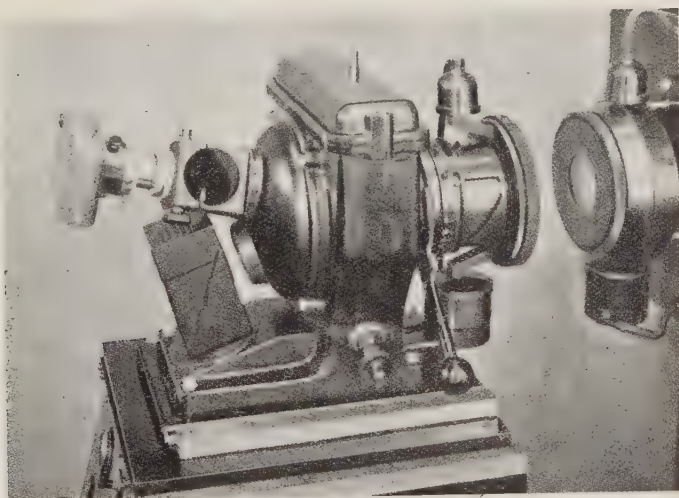


Bild 6. – Schallsichtgerät nach R. POHLMAN.

untersuchung zur Schalldurchleuchtung von Metallblöcken, während Bild 8 Beispiele derartiger Schallbilder gibt. In entsprechend technischer Modifikation sollte sich dieses Verfahren durchaus zur Gehirndurchleuchtung einsetzen lassen, wobei es gegenüber dem Dussik'schen Zeilenrasterverfahren den Vorteil größerer Schärfe erbringen würde, weil der Bildempfänger aus sehr feinen, sich im Ultraschallfeld ausrichtenden Metallflittern besteht, die somit sehr feinkörnig sind und das theoretisch optimale Auflösungsvermögen nutzbar zu machen gestatten. Außerdem handelt es sich um eine Linsenabbildung, die also eine gewünschte Schnittebene auf dem Bildempfänger scharf abbildet und die Schwierigkeiten des Schattenbildes umgeht. Eine derartige Diagnostikmethode würde vornehmlich in der Lage sein, alle mechanischen Differenziertheiten abzubilden, im Gegensatz zum Röntgenbild, das die optischen Differenziertheiten festhält.

Es sind in letzterer Zeit noch andere Methoden vorgeschlagen worden. So untersucht KEIDEL [15] die Funktion innerer Organe mittels Ultraschall-durchstrahlung, indem er den Strahlengang so legt, daß er bei Bewegung des

auszumessenden Organs bezüglich seiner absorbierenden Weglänge möglichst stark variiert. KEIDEL zeichnet hiermit bei Thoraxdurchstrahlung die Volumenänderung des Herzens auf u.a.m. Ebenfalls kann unter den Methoden der unmittelbaren Diagnostik daran gedacht werden, die akustische Dämpfung der

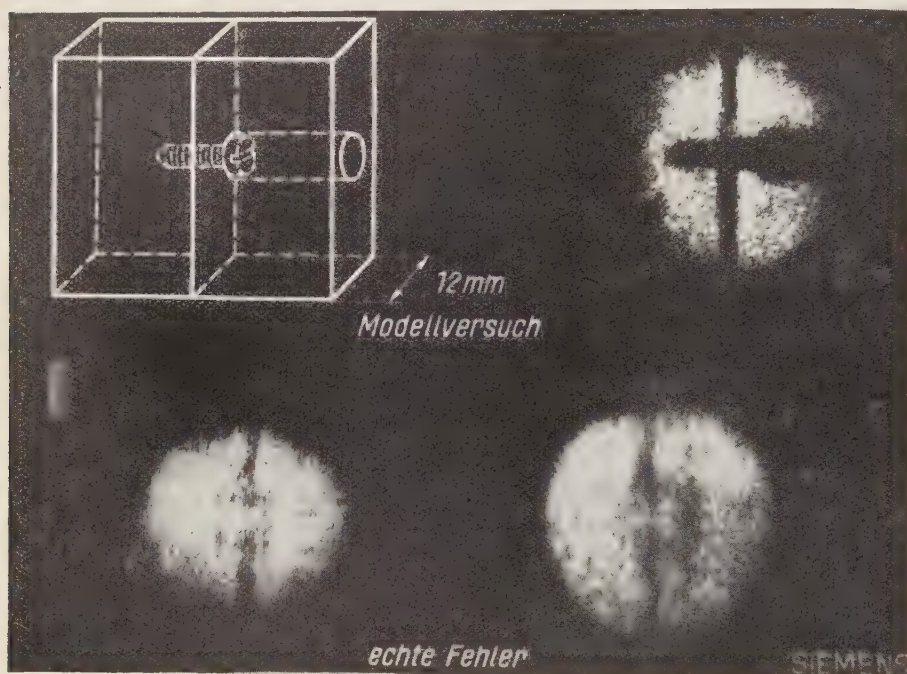


Bild 7. – Schallabbildungen am Modellversuch und von fehlerhaften Stumpfschweißungen.

an einem Ultraschallstrahler anliegenden Gewebepartie zu messen und dadurch Schlüsse auf ihre innere Beschaffenheit, z.B. Tumorbefall u.ä. zu ziehen.

Jedoch mit diesen direkten Diagnosemethoden scheint mir der Bereich der Ultraschalldiagnostik noch keineswegs erschöpft zu sein. Man vermag mit Ultraschall sehr genau die Zerreißfestigkeit verschiedener Gewebe festzustellen, indem man die Schallintensität bestimmt, bei der sich die betreffenden Gewebe in physiologischer Kochsalzlösung dispergieren. Aus dieser integralen Zerreißfestigkeit, die also nicht von einer «schwächsten Stelle» abhängt, vermag man Schlüsse auf eventuell pathologischen Befall zu ziehen. Ein sehr schönes Beispiel für die erstaunliche Verschiedenheit in ihrem Verhalten gegenüber Ultraschallbeeinflussung je nach dem vorliegenden Zustand zeigt die Hämolyse nach den Messungen von BARTH und WACHSMANN [16]. Bild 8 zeigt die Hämolyse von Blut, das vier verschiedenen Versuchspersonen entnommen wurde, in Abhängigkeit von der Beschallungszeit. Man erkennt, daß die Hämolyse stark



von Patient zu Patient wechselt und für eine Hämolyse von etwa 20% im einen Falle eine Beschallungsdauer von 20 Sekunden, im anderen Falle von 2,5 Minuten erforderlich sein kann, also eine Unterschiedlichkeit von 700-800%. Ebenfalls ist die Ultraschallhämolyse, wie BARTH und WACHSMANN zeigten, stark abhängig von dem Zustand des Patienten, ob das Blut nüchtern oder

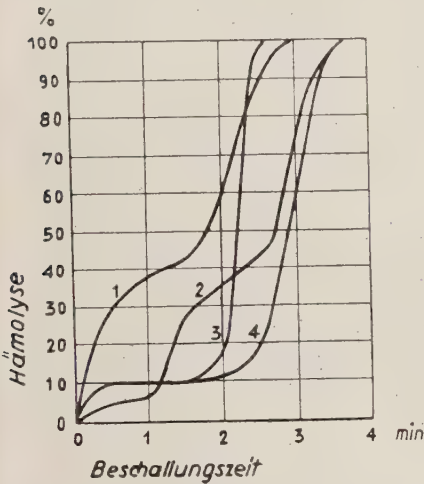


Bild 8. — Hämolyse-Kurven bei vier Versuchspersonen (1-4) bei 3 W/cm<sup>2</sup>; 10% Zitratblut. Nach BARTH und WACHSMANN [16].

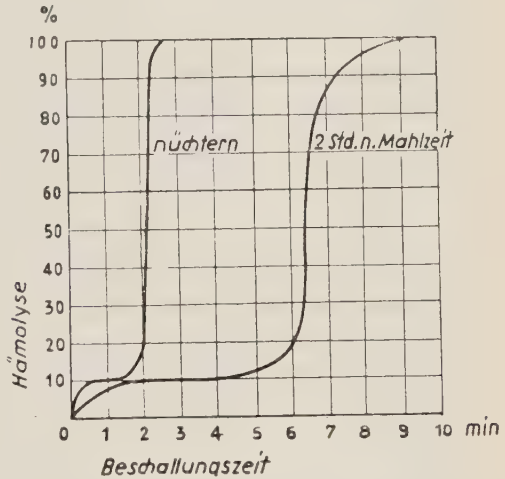


Bild 9. — Hämolyse-Kurven der gleichen Versuchspersonen bei 3 W/cm<sup>2</sup>; 10% Zitratblut, nüchtern und 2 Stunden nach der Mahlzeit entnommen. Nach BARTH und WACHSMANN [16].

zwei Stunden nach der Mahlzeit entnommen wurde u.s.w. Wie Bild 9 zeigt, erreicht man bei 4 Minuten Beschallungszeit im ersteren Falle eine 100%ige, im letzteren nur eine 10%ige Hämolyse. Es erscheint nicht abwegig, die Ultraschallhämolyse ähnlich wie die Blutsenkung zu diagnostischen Zwecken heranzuziehen, sobald die Zusammenhänge zwischen Ultraschallhämolyse und pathologischem Zustand hinreichend sichergestellt sind. Einerseits könnten sich hierdurch über das Bisherige hinausgehende Schlüsse ziehen lassen, andererseits dürfte die Methode recht schnell und sicher arbeiten, falls man die ohnehin zur Verfügung stehenden ultraschalltherapeutischen Geräte mit einem Meßinstrument ausrüstet, das die abgestrahlte Ultraschallintensität unmittelbar und genau abzulesen gestattet. Nach hinreichender Erforschung der Zusammenhänge, die in den letzten Jahren schon erhebliche Fortschritte gemacht hat, werden sich zu den oben genannten Möglichkeiten sicher noch weitere hinzugesellen, und es ist zu vermuten, daß im Laufe der Zeit die Ultraschall-diagnostik der Ultraschalltherapie als ebenbürtiger Partner an die Seite tritt.



## LITERATUR

- [1] K. v. SANDEN: *Kongreßbericht d. Erlanger Ultraschalltag.* (Hirzel Verl., 1949), S. 45.
- [2] F. WACHSMANN: *Kongreßbericht d. Erlanger Ultraschalltag.* (Hirzel Verl., 1949), S. 154.
- [3] G. HOLLAND: *Zeits. exp. Med.*, **98**, 207 (1936).
- [4] H. FRENZEL, K. HINSBERG und H. SCHULTES: *Zeits. ges. exp. Med.*, **96**, 811 (1935).
- [5] H. FLORSTEDT und R. POHLMAN: *Zeits. ges. exp. Med.*, **107**, 212 (1940).
- [6] K. WUTTGE: *Kongreßbericht. d. Erlanger Ultraschalltag.* (Hirzel Verl., 1949), S. 142.
- [7] F. BAUMGARTL: *Ärzt. Forsch.*, **3**, 525 (1949).
- [8] E. BREUNING: *Kongreßbericht d. Erlanger Ultraschalltag.* (Hirzel Ver., 1949), S. 139.
- [9] K. STUHLFAUTH: *Kongreßbericht d. Erlanger Ultraschalltag.* (Hirzel Verl., 1949), S. 189.
- [10] C. H. ALLEN und I. RUDNICK: *Journ. acoust. Soc. Amer.*, **19**, 857 (1947).
- [11] H. GOHR und TH. WEDEKIND: *Klin. Wochenschr.*, **19**, 25 (1940).
- [12] K. DUSSIK, *Zeits. Neurol.*, **174**, 153 (1942).
- [13] A. DÉNIER: *Dermatologica*, **87** (1943).
- [14] R. POHLMAN: *Zeits. angew. Phys.*, **1**, 181 (1948); *Schweiz. Bauztg.*, **67**, 85 (1949).
- [15] W. D. KEIDEL: *Kongreßbericht d. Erlanger Ultraschalltag.* (Hirzel Verl., 1949), S. 68.
- [16] G. BARTH und F. WACHSMANN: *Die Ultraschalltherapie.* Herausg. R. POHLMAN. (Huber Verlag, Bern, 1950) (in Druck).

## Die therapeutischen Möglichkeiten der Behandlung mit Schall- und Ultraschallwellen.

E. SCHLIEPHAKE

Würzburg - Schweinfurt

Wenn heute vielfach ein Unterschied zwischen der Behandlung mit hörbarem Schall und Ultraschall gemacht wird, so ist das ganz willkürlich. Die Wirkungen auf den Menschen sind — abgesehen von den Wahrnehmungen des Hörorgans — die gleichen, wie ich noch zeigen werde, es bestehen nur graduelle Unterschiede besonders in der Art der Fortleitung und Ausbreitung. Der heutigen Anwendungsweise des Ultraschalls geht eine lange Entwicklung in der Physik und der Medizin voraus, deren Ergebnisse kaum bekannt geworden sind; das Interesse der Allgemeinheit wurde erst geweckt, seit es gelang, die Apparate industriell in einer für den Allgemeinpraktiker brauchbaren Form herzustellen.

Die ersten Versuche über die Einwirkung von starker Schallenergie auf den tierischen und menschlichen Körper habe ich 1931-32 mit einem Unterwasserschallsender gemacht. Eine große Schallglocke wurde in das Wasser eines Bades eingetaucht, ich beobachtete zunächst die Wirkungen auf kleinere Tier und dann auf mich selbst. Die Empfindungen waren ungefähr die gleichen wie bei den jetzigen US-Geräten, insbesondere konnte ich schon damals die eigenartig anästhesierende Wirkung feststellen.

Nach meinen Angaben baute dann die Firma Koch u. Sterzel ein Gerät, das es gestattete, den menschlichen Körper mit Schallwellen zu behandeln. Die Ergebnisse habe ich in einer Veröffentlichung in der *Klinischen Wochenschrift* 1934 kurz niedergelegt. Hervorzuheben war vor allem die analgesierende Wirkung bei schmerzhaften Zuständen, besonders bei Arthritiden, ferner die Auflockerung bei versteifenden Prozessen und Narben. Diese Therapie habe ich von 1933 an regelmäßig durchgeführt, besonders bei primär chronischer Arthritis, Arthritis deformans und bei Gelenkversteifungen nach Verletzungen. Vor allem ergab sich, daß während der Einwirkung des Schalles die Beweglichkeit der steifen Glieder wesentlich besser wurde, und daß gleichzeitige Massage viel bessere Wirkung hatte als wenn sie für sich ausgeführt wurde.

Die Biologie des US wurde in Paris durch DOGNON ausgearbeitet. Auf

seine Anregung hin baute ich mir 1939 einen US-Apparat, der aber bei der Zerstörung von Würzburg vernichtet wurde. Man konnte damals allerdings den Schallkopf noch nicht vom Generator trennen, sodass die Möglichkeiten der Anwendung sehr beschränkt waren. Es zeigte sich aber, daß die Wirkungen prinzipiell die gleichen waren wie beim Hörschall. Der letztere breitet sich von der Eintrittsstelle nach allen Seiten aus und wird in erster Linie von den Knochen fortgeleitet. Dabei werden die Gelenke überbrückt, und es findet eine Mikromassage der Gelenkflächen statt. Ich konnte besonders bei Versteifungen der Wirbelsäule und der größeren Gelenke fast stets eine wesentliche Lockerung erzielen, besonders wenn gleichzeitig massiert und bewegt wurde.

Beim US. ist die Ausbreitung mehr zusammengefaßt auf die Gebiete unter dem Schallkopf. Ich brauche darauf nicht näher einzugehen. Sie haben Bilder davon gesehen. Daher ist die Tiefenwirkung an der beschallten Stelle besser, die Wirkung in die Breite geringer. Wir dürfen aber annehmen, daß auch der US, wenn auch schwach, sich über den ganzen Körper ausbreitet.

Schon aus den genannten Wirkungen: Analgesie und Lockerung ergibt sich das hauptsächliche Anwendungsgebiet des US. Es sind die rheumatischen Krankheiten, und zwar sowohl die Arthritiden als auch der Muskel- und Nervenrheumatismus. Da sie die häufigsten Krankheiten und eine wahre Plage der Menschheit sind, ist schon damit der Wert der US-Behandlung erwiesen. Allerdings sind auch da gewisse Indikationen zu beachten. Bei der primär-chronischen Polyarthritis darf der US nicht angewandt werden, solange noch Entzündungen bestehen. In diesem Fall tritt Verschlimmerung auf. Man muß hier zunächst mit Ultrakurzwellen und Hyperthermie behandeln, bis die akuten Erscheinungen abgeklungen sind, man muß warten, bis die Gelenke trocken geworden sind, und bis die der Bandapparat zu schrumpfen beginnt. Man kann dann das Entstehen von Subluxationen und Kontrakturen verhindern.

Die Wirkung dürfte wohl in der Hauptsache auf der *Mikromassage* der Gewebeteilchen beruhen. Dafür spricht, daß sie schon beim Hörschall vorhanden ist, bei dem nur ganz wenig Wärme entsteht. Beim Ultraschall kommt sicher noch eine Wärme-Komponente dazu, denn die Wärme, die in den beschallten Gebieten entsteht, ist immerhin beträchtlich.

Worauf die *analgetische* Wirkung beruht, ist noch nicht sichergestellt. Auf Grund anderer Wirkungen, so auf das Asthma, möchte ich annehmen, daß die Nervenenden, vielleicht auch die Hinteren Wurzeln oder die Spinalganglien, vom US beeinflusst werden.

Die Wirkungen beim Asthma bronchiale sind eindrucksvoll. Bei Beschallung an der Wirbelsäule entlang verschwinden die Anfälle und bleiben oft wochen- bis monatelang weg. Es scheint, als ob hier gewisse zentralnervöse Einflüsse, die die Asthmaanfälle auslösen, ausgeschaltet würden.

Vielfach ist auch eine Wirkung des US auf das *Magengeschwür* behauptet worden. Es wurden Bilder gezeigt, auf denen große Nischen nach einer US-Kur

von 2-3 Wochen sich erheblich verkleinert hatten. Diese Darstellungen sind nicht stichhaltig. Wer viele Magengeschwüre röntgenologisch und gastroskopisch beobachtet hat, weiß, wie schnell sich das Nischensymptom ändert, ohne daß eine wirkliche Heilung eingetreten ist. Auch kann sich die Ulcuskrankheit ohne sichtliche Ursache von selbst ändern. Wie ich nachgewiesen habe, hängt das Ulcusleiden mit dem Cholesterinhaushalt und mit der inneren Sekretion zusammen; es ist daher ein Problem des Stoffwechsels, das durch lokale physikalische Wirkungen wohl kaum beeinflußt werden kann. Ähnlich ist es mit den malignen *Geschwülsten*. Die Ursachen der Geschwulstentwicklung sind nicht in lokalen Faktoren zu suchen und deshalb auch nicht lokal zu beeinflussen. Daher werden nur die oberflächlichen Zellen zerstört, während die proliferierende Zellschicht, aus der die Geschwulst sich regeneriert, intakt bleibt. Wir haben das Gleiche mit den Ultrakurzwellen erlebt.

Ich möchte aber einen Fall erwähnen, der vielleicht von großem Interesse werden kann. Bei einer Frau hatte Wunddiphtherie bestanden; nachdem keine Bazillen mehr nachgewiesen wurden, wurde eine Hauttransplantation mit gestieltem Lappen, etwa handtellergroß von Prof. MUSSGUTH vorgenommen. Sie wuchs nicht an. Darauf wurde die Wundfläche 20 mal mit US beschallt. Eine danach vorgenommene Thiersch-sche Transplantation hatte vollen Erfolg. Entweder sind also hier die Diphtherie-Bazillen durch den US vernichtet worden, oder die Beschallung hat die Abwehrkräfte im Gewebe in so nachhaltiger Weise beeinflußt, daß die Abwehrkräfte die wachstumshemmenden Faktoren überwinden konnten. So sind dann sogar die Thiersch-Läppchen, die viel empfindlicher sind als gestielte Transplantate, angewachsen. Das ist bis jetzt nur ein Einzelfall; es wäre aber interessant, den Einfluß des US auf Heilungsvorgänge, etwa die Heilung von Wunden und Knochenbrüchen, weiter zu verfolgen.

Von speziellen Anwendungen möchte ich in erster Linie die rheumatischen Erkrankungen der Wirbelsäule nennen. Über die Behandlung des M. Bechterew hat ja HINTZELMANN schon verschiedentlich berichtet. In Anbetracht der sonst traurigen Prognose sind die Erfolge immerhin als günstig zu bezeichnen. Ich selbst behandle die Kranken zunächst mit Hyperthermie im Bad oder besser mit Kurzwellen in der Fieberkammer und schließe dann die US-Behandlung an. Es ist selbstverständlich, daß man die Verknöcherungen und Osteophyten nicht beseitigen kann, aber für die Kranken ist es doch sehr wichtig, daß ihre Schmerzen auf einige Monate beseitigt werden können, und daß auch die Beweglichkeit bis zu einem gewissen Grade besser wird. Ebenso gut sind die Erfolge bei Spondylitis sicca. Herr Dr. GERSTER hat 8 Kranke so behandelt, die alle über 10 Monate schmerzfrei geblieben sind. In gleicher Weise reagiert die allgemeine Arthritis sicca (deformans), speziell die der Kniegelenke, die sonst so außerordentlich resistent gegen therapeutische Maßnahmen ist. Bei der Periarthritis humero-scapularis sind die Erfolge im Anfangsstadium nicht so eindeutig. Ich behandle hier auch am Anfang lieber mit



Wärme, vor allem Kurzwellen-Hyperthermie, und schließe dann, um die Beweglichkeit wiederherzustellen, US an, zugleich mit Bewegungsübungen.

Die tenodperiostitischen Formen des Rheumatismus sind ein besonders dankbares Gebiet für den US. Hier wird oft schon nach wenigen Beschallungen Beschwerdefreiheit erreicht. Ebenso sind verschiedene Formen des Nerven- und Muskelrheumatismus durch US gut beeinflussbar. Die gewöhnliche Lumbago verschwindet oft schon nach einer Beschallung. Ischias läßt sich in nicht zu frischen Fällen sehr gut beeinflussen, wenn es sich um Neuritis N. ischiadici oder der Gesäßnerven handelt. Besonders dankbar ist die Behandlung der Neuritis Plexus brachialis und der Brachialgia nocturna, sowie der Akroparästhesien, die in letzter Zeit so häufig geworden sind und außerordentlich unangenehme Erscheinungen machen. Man hat dafür auch Röntgenbestrahlungen empfohlen. Ihre Anwendung ist aber in den wenigsten Fällen notwendig, da mit US das Gleiche erreicht wird. Occipitalneuralgien lassen sich fast immer gut beeinflussen. In 8 Fällen wurde 6 mal eine voller Erfolg erzielt.

Zu erwähnen ist noch, daß tuberkulöse Lymphadenitis durch US gut beeinflussbar ist.

Was die Gefahren des US anbelangt, so sind sie in letzter Zeit zweifellos übertrieben worden. Man ist von einem Extrem ins andere gefallen. Sicher ist, daß die US-Behandlung nur in die Hand kundiger Ärzte gehört und, genau wie auch die Ultrakurzwellen-Therapie eine ärztliche Kunst ist. Für jedes Heilmittel gibt es Indikationen und Kontraindikationen. Jedes differente Heilmittel kann, falsch angewandt, auch schaden. Man darf eine wertvolle Therapie nicht etwa deshalb verwerfen oder gar verbieten, weil ihre falsche Anwendung einmal Schaden gebracht hat!

## Die Ultraschallbehandlung des intervertebralen Bandscheibenprolapses. Ein Beitrag zur Erklärung der allgemeinen Wirkungsweise des Ultraschalls.

V. SONNENSCHNEIN und W. ZINN

*Aus der Praxis Dr. Neuhaus, Gretzenbach, Kanton Solothurn*

Mit Ausnahme der Schmorlschen Schule (SCHMORL, ANDRAE, JUNGHANNS) hat die pathologische Anatomie nichts Wesentliches zur Lösung des Ischiasproblems beigetragen. Die Ursache liegt an unserer allgemein üblichen Sektions-technik, die nur in Sonderfällen zu einer Exploration des Wirbelkanals und der dort befindlichen nervösen Gebilde schreitet.

Erst die klinischen Arbeiten von GOLDTHWAIT, ADSON, STOOKEY, DANDY, MIXTER und BARR lenkten die Aufmerksamkeit auf den Bandscheibenprolaps. Hielt man ursprünglich die nervösen Kompressionserscheinungen für die seltene Ursache von Ischias und Lumbago, so ist, insbesondere durch die Arbeiten der Amerikaner und Engländer, denen sich aber in den letzten Jahren auch zahlreiche Vertreter unseres Festlandes angeschlossen haben, hier eine Umkehr eingetreten (BURNS und YOUNG, CRISP, CYRIAX, DANDY, ELLIOTT, HYNDMAN, STEINDLER und WOLKIN, McHOLMES und SWORN, KRAYENBÜHL, KUHLENDahl, DE MORSIER, REISCHAUER u.a.m.). Heute sind die Anhänger der Neuritistheorie in der Minderheit, und die Existenz der Neuritis, sensu strictiori, ist in Frage gestellt (BANNWARTH, ELLIOTT, McHOLMES und SWORN). Sie stützen sich dabei auf relativ wenige histologische Untersuchungen und auf negative Operationsbefunde, die bei den verschiedenen Autoren starken Schwankungen unterliegen: bei BURNS und YOUNG 8%, bei O'CONNELL 3,5%, bei RICARD und GIRARD sogar 60% und bei KRAYENBÜHL 2% (1948).

Die histologischen Untersuchungen gehen vor allem auf KLINGE und KÖPPEN zurück. Am Nervus ischiadicus von ischiaskranken Personen konnten sie perivaskuläre Lymphocyteninfiltrate, Ödem der perineuralen Hüllen, eine schwere Intimasklerose und Mediaverkalkung der vasa nervorum feststellen. Die Beweiskraft dieser Befunde wurde aber entwertet, als BERTRAM die gleichen Veränderungen am Nervus ischiadicus von Personen, die nicht an Ischias gelitten hatten, fand.

Der Beweis für das Bestehen einer autogenen Neuritis ischiadica wäre

übrigens nur dann erbracht, wenn neben charakteristischen Veränderungen an der Nervensubstanz das Fehlen eines Bandscheibenvorfalles sichergestellt werden könnte. Solche Untersuchungen sind aber unseres Wissens bis jetzt noch nicht durchgeführt worden.

Die Vertreter der mechanischen Ursache der Ischias haben noch eine weitere und wichtige Stütze in den röntgenologischen Untersuchungen von LINDBLOM gefunden. Er sticht in kühner Weise in den verdächtigen Nucleus pulposus ein und füllt Kontrastmittel nach. Mit dieser Methode konnte er nachweisen, daß ein Teil der Hernien im Bereiche des Canalis intervertebralis oder an dessen Ausgang liegt. Es sind dies Hernien und Prolapse, die weder durch die Myelographie nachgewiesen noch bei der Operation sichtbar gemacht werden können. Auf diese Möglichkeit ist schon seinerzeit von DE MORSIER hingewiesen worden, der für solche Fälle eine entsprechende Operationstechnik von den Chirurgen verlangte.

Im Jahre 1939 wurde mit einem Bericht über therapeutische Erfolge bei Ischias und Plexusneuralgie der Ultraschall durch POHLMAN, RICHTER und PAROW in die Medizin eingeführt. Seither sind eine Menge von Veröffentlichungen erschienen, welche die Arbeiten der genannten Autoren bestätigten.

Dabei wurde auf die Entwicklung, die das Ischiasproblem inzwischen erfahren hatte, keine Rücksicht genommen. Ausgehend von den Erfolgen bei der angeblichen Ischiasneuritis wurde die Therapie der Neuritiden sogar zu einer Hauptindikation des Ultraschalls. BUCHTALA sieht in der antineuritischen Wirkung auch die Ursache der Erfolge in der Behandlung der Arthrosis deformans, da er die Schmerzen bei diesem Leiden auf Neuritiden kleiner Nervenäste zurückführt.

Die Erkenntnis, daß der allergrößte Teil der mit Ultraschall behandelten Ischias- und Lumbagokranken an Bandscheibenvorfällen litt und noch leidet, hat sich in der Ultraschallliteratur noch nicht durchgesetzt.

Die Ursache dieser mangelnden Einsicht ist in der Anschauung, die man sich über die Ultraschallwirkung zurechtlegte, begründet. Die anerkannten Erfolge bei der Behandlung der Gelenkerkrankungen haben einige Autoren veranlaßt, im kolloidchemischen und kolloidosmotischen Gewebsveränderungen die Hauptwirkung zu sehen (BAUMGARTL und STÜTTGEN, HINTZELMANN, HORVATH). Es wurde sogar behauptet, daß der US eine « wassereintreibende » Wirkung besitze. Auf die Discushernien übertragen, würde das deren Quellung und Vergrößerung bedeuten, und die Ultraschalltherapie des Bandscheibenvorfalles wäre damit kontraindiziert. Dieser Gedanke ist bei STOLZ und UNGEHEUER weiter entwickelt worden. STOLZ schreibt: « In Fällen von Ischiasbeschwerden bei denen es sich um keine Ischiasneuritis handelte (z.B. bei Patienten mit Pulposushernien), blieb die Behandlung bei gleichem Vorgehen erfolglos, zum Teil steigerten sich die Schmerzen, eine Beobachtung, die vielleicht noch differentialdiagnostische Bedeutung gewinnen kann... ».

Indem wir den Bandscheibenvorfall als die häufigste und wichtigste Ursache von Ischias und Lumbago anerkennen, werden solche differentialdiagnostische Erwägungen überflüssig, die antineuritische Wirkung des Ultraschalls erscheint problematisch, ebenso die kurz angedeuteten Theorien der Gewebewirkung. Damit ist der Weg für eine physiologische Betrachtungsweise der Ultraschallwirkung eröffnet.

### Die Behandlungstechnik.

Während wir früher einen radikalen Standpunkt in der Frage der Herdsanierung bei der Ischias vertraten, haben wir diesen verlassen und beschränken uns jetzt auf die Entfernung von offensichtlich groben und streuenden Herden.

Behandelt wird immer die erkrankte Seite, nachdem es sich gezeigt hat, daß in vielen Fällen durch Beschallung der gesunden Seite eine Exazerbation der Schmerzen hervorgerufen wird. Dieser Umstand hat vielleicht auch dazu beigetragen, insbesondere bei der Streichbehandlung, den Anschein zu erwecken, daß Discushernien auf Ultraschall ungünstig reagieren. Die befallene Wurzel wird neben dem gleichnamigen Dornfortsatz 10 bis 15 Minuten lang mit feststehendem Schallkopf behandelt. Im Anschluß daran werden alle übrigen Ischiaswurzeln in gleicher Weise je 3 bis 5 Minuten beschallt. Dazu sind niedrige Energien von ca 0,1-0,3 W/cm<sup>2</sup> erforderlich. In seltenen Fällen erwies sich die zusätzliche Beschallung gewisser Schmerzstellen peripher am Ober- und Unterschenkel mit Streichbehandlung und ca 1,0-1,5 W/cm<sup>2</sup> als nützlich.

Als Apparata standen uns das Impulsgerät USG M 22 der Firma Ultraschall-Gerätebau Dr. Born GmbH, Frankfurt, und das große Ultraschallgerät von Siemens-Reiniger, Erlangen, zur Verfügung. Beide Geräte leisteten uns gute Dienste.

### Statistik.

Unsere 80 Patienten wurden nach klinischen Gesichtspunkten in Ischias- und Lumbagokranke geschieden, obwohl pathologisch-anatomisch zwischen den beiden Gruppen nur ein quantitativer Unterschied besteht. Bei der Lumbago wird vom vorgefallenen Gewebe auf das empfindliche ligg-long. post. gedrückt; rückt der Prolaps weiter vor, so wird schließlich durch Druck auf die seitlich befindliche Radix die Ischialgie ausgelöst. In die Gruppe der Lumbagokranken sind nur Patienten aufgenommen worden, die röntgenologische keine spondylotischen Veränderungen aufwiesen.

In der Regel benötigten wir 8 bis 12, in 4 Fällen gingen wir bis zu 20 Sitzungen. Behandelt wurde zwei bis dreimal wöchentlich. Mit einer Aus-



nahme werden in der Statistik nur Fälle gezählt, deren Behandlung während des Jahres 1949 durchgeführt und abgeschlossen wurde. In einigen Fällen trat die völlige Beschwerdefreiheit erst 3 bis 4 Monate nach Abschluß der Ultraschallbehandlung ein.

Krankheit	Gesamt- zahl d. be- handelten Fälle	Sehr guter Erfolg, schmerzfrei	Gute Besse- rung, aber nicht schmerzfrei	Kein oder unbefriedi- gender Er- folg.	Zahl der U.S.-Sitzg. Durch- schnitt	Zahl der Sitzungen proWoche durch- schnittl.
Ischialgien, total davon:	52	34 (65,5%)	7 (13,5%)	11 (21%)	8-12	3
einseitig	52	34 (58%)	7 (14%)	9 18%)	8-12	3
doppelseitig	2	—	—	2	8	2-3
Lumbago	28	17 (61%)	10 (36%)	1 (3%)	8-10	3
TOTAL	80	51 (64%)	17 (21%)	12 (15%)	8-12	2-3

Abschluß der Behandlung: spätestens 1-I-1950.

Dauer der Beobachtung: 5-12 Monate.

Alle Beschallungen durch den Arzt selbst ausgeführt.

Von unsern 80 Ischias- und Lumbagopatienten wurden 51 Patienten mit sehr gutem Erfolg beschallt (63,8%). Weitere 17 (21,2%) wurden gut gebessert, aber nicht beschwerdefrei. 12 Patienten (15%) verhielten sich refraktär gegen die Beschallung.

Es scheint, daß doppelseitige Ischialgien besonders ungünstig reagieren. Diese Angabe bedarf aber noch einer Nachprüfung an einem größeren Krankengut.

### Kasuistik.

FALL I. — Pat. V. G., geb. 1904.

24.3.49 — Der 45-jährigen Patient war sonst immer gesund. Er leidet seit 2 Monaten an einer heftigen rechtsseitigen Ischialgie. Er wurde bisher mit Vit. B<sub>1</sub>-Spritzen und Kurzwellen erfolglos behandelt.

*Befund.* — Kann vor Schmerzen nicht sitzen, steht lieber. Die Lendenwirbelsäule wird auffallend gestreckt gehalten. Beim Bücken beträgt der Fingerspitzen-Bodenabstand 40 cm. Starker Erschütterungs- und Klopfschmerz in der Lumbosakralregion.

Reflexe: PSR beidseits gesteigert, übrige Reflexe normal.

Lasègue: re + 20°, li + 80°. Neri: negativ.

Husten-Niesschmerz vorhanden.

Valleixscher Druckpunkt in der rechten Glutealfalte.

BSR: 4/10. Urin: oB.

Röntgenaufnahme: keine besonderen Veränderungen.

Zähne: oB. Tonsillen: Tonsillitis chronica.

*Therapie.* — Patient wird zunächst tonsillektomiert. Nach 20 Ultraschallsitzungen ist er vollkommen beschwerdefrei und geht seinem Beruf als Vertreter ohne Einschränkung nach.

15.6. — Nach 2½ Monaten ein schweres Rezidiv, das beim Bücken nach der Aktentasche entsteht. Nochmaliger Versuch mit 7 U.S.-Behandlungen. Diese ergeben wohl Besserung, aber keine Beschwerdefreiheit.

28.6. — Myelographie im Röntgeninstitut Zürich: «große Diskushernie rechts L<sub>5</sub>. Wegen des ausgedehnten Befundes ist von konservativer Behandlung nicht viel zu erwarten».

5.7. — Operation im Kantonsspital Aarau (Dr. HÄUPTLI). «Nach Entfernung des Wirbelbogens L<sub>5</sub>, stößt man lateral auf einen großen Diskusprolaps. Mit einer Faßzange kann leicht ein großer Zapfen Diskusgewebe entfernt werden».

28.7 — Beschwerdefrei entlassen. Hypästhesie der 5. Zehe, Seither kein Rezidiv.

FALL 2. — Pat. E. S., geb. 1897.

8.7.49 — Die 52-jährige Patientin ist mit Ausnahme einer Retroflexio, die operiert wurde, immer gesund gewesen. Leidet seit einem halben Jahr ohne vorhergehendes Unfallereignis an Kreuzschmerzen, die in beide Beine ausstrahlen.

*Befund.* — Geringgradige rechtskonvexe Skoliose der Lendenwirbelsäule. Druck- und Klopfschmerz über der Lumbosakralregion.

Reflexe: PSR beidseits gesteigert, sonst normal.

Valleixsche Druckpunkte: unempfindlich.

Lasègue: rechts + 65°, links + 80°. Neri: negativ. Motilität und Sensibilität unverändert.

Miction und Defäkation ohne Störung.

BSR: 10/23. Urin oB.

Röntgenleeraufnahme: keine wesentlichen Veränderungen.

Die übrige Untersuchung ergibt keine Anhaltspunkte für das Vorliegen einer symptomatischen Ischias.

*Therapie.* — Die Patientin wird quer über den Behandlungstisch gelegt, unter den Bauch wird ein Kissen untergeschoben und dadurch die Lendenlordose ausgeglichen. Die Lendenwirbelsäule wird zum höchsten Orts des liegenden Körpers. Beschallt man in dieser Situation die linke Seite, so tritt nach wenigen Sekunden ein heftiger ausstrahlender Schmerz auf der rechten Seite auf. Der Schmerz wechselt auf die linke Seite, wenn rechts beschallt wird. Diese Verlegung des Schmerzes konnte nach Belieben von uns provoziert werden. Wir bezeichneten dies als «*Schaukelphänomen*» und schlossen daraus auf eine doppelseitige oder zentral gelegene Hernie. Da nach 6 Beschallungen

keine deutlich anhaltende Besserung eintrat, wurde die Patientin dem Kantonsspital Aarau überwiesen und dort operiert.

26.7. – Das Operationsbericht lautet: « Hinter dem freiliegenden unverletzten Dural-sack sieht man und palpiert man eine zentrale und weiche Diskushernie zwischen  $L_4$  und  $L_5$ , die nach Inzision des ligg. long. post. sich in den Wirbelkanal vorwölbt. Sie wird mit Knochenzange und scharfem Löffel abgetragen.

29.8. – Patientin wird mit motorischer Schwäche in beiden Beinen entlassen. Seither keine Schmerzen.

### Zur Wirkungsweise des Ultraschalls.

Wir könnten die Kasuistik um mehrere ähnlich liegende Fälle vermehren. Der zuerst angeführte Patient mit operativ nachgewiesenem Bandscheibenvorfall hatte ausgeprägte Beschwerden. 20 US-Behandlungen führten zu einem temporären aber zunächst vollkommenen Behandlungserfolg. Es kann wohl angenommen werden, daß die Remission eine Folge der US-Therapie war.

Im zweiten Fall konnten wir zwar mit der Behandlung keinen Erfolg erzielen, jedoch gibt das « Schaukelphänomen » in Verbindung mit dem Operationsbefund einen wichtigen Hinweis auf die Wirkungsweise des US.

Die Diskushernie ist ein Vorfall des halbflüssigen Nucleus pulposus durch einen Riß im Annulus fibrosus. Wie schon GLORIEUX bewies, besitzt der Nucleus keine Quellungsfähigkeit sondern gibt nur dem Druck der Umgebung nach. Die Reichweite des Prolaps und dessen Konsistenz kann ungefähr als ein Produkt des auf ihm lastenden Druckes aufgefaßt werden. Dieser Druck setzt sich aus zwei Größen zusammen: Die erste entspricht dem Gewicht des oberhalb des Prolapses befindlichen Körperanteils und ist eine konstante Größe, an der in bestimmter Haltung nichts geändert werden kann. Die zweite Größe kommt durch die muskuläre tonische Umklammerung des betroffenen Zwischenwirbels zustande und ist eine variable Größe. Wir müssen uns vorstellen, daß nach der Reizung der Nervenwurzel durch den vorgefallenen Prolaps eine automatische Sperre, ein muskuläre Hypertonus einsetzt, der den Vorfall in seiner Lage erhält.

Von ELLIOTT, WEDDELL, FEINSTEIN und PATTLE wurde durch elektromyographische Untersuchungen eine erhöhte Reizbarkeit der Streckmuskulatur des Rückens und des Beines bei Ischias festgestellt.

*Die Wirkung des Ultraschalls besteht nun darin, daß er auf reflektorischem Wege diesen muskulären Hypertonus löst und dadurch eine Retraktion des Vorfalls erlaubt.*

Bei doppelseitig oder zentral gelegenen Hernien befinden sich die muskulären Kräfte infolge ihrer symmetrischen Anordnung im besten Falle im Zustande des Gleichgewichtes. Dieses Gleichgewicht wird durch die einseitige Beschallung bzw. Detonisierung gestört, die Wirbelkörper kippen wagebal-

kenartig nach der unbeschallten Seite und erhöhen dort den Druck auf die Zwischenwirbelhälfte. Auf diese Weise erklärt sich das «Schaukelphänomen» als Resultat mechanischer Verlagerungen.

In der reflektorischen Detonisierung sehen wir (ZINN und SONNENSCHNEIN) den wesentlichen therapeutischen Effekt der Ultraschalltherapie.

Wir danken Herrn Dr. O. HÄUPTLI, Aarau, der uns in liebenswürdiger Weise Einsicht in die Krankengeschichten gewährte und die Veröffentlichung der Operationsbefunde gestattete.

#### LITERATUR

- R. ANDRAE: *Beitr. path. Anat.*, **82**, 464 (1929).  
 A. BANNWARTH: *Ärzt. Wsch.*, **27-28**, 417 (1948).  
 F. BAUMGARTL und G. STÜTTGEN: *Dtsch. med. Rundschau*, **33**, (1949).  
 H. BERTRAM: *Dissertation Marburg* (Hamel, 1935).  
 V. BUCHTALA: *Schweiz. med. Wsch.*, **79**, 412 (1949).  
 B. H. BURNS und R. A. YOUNG: *Lancet* 623 (1947).  
 J. E. O'CONNELL: *Lancet*, 819 (1945).  
 E. S. CRISP: *Lancet*, 422 (1945).  
 J. CYRIAX: *Lancet*, 427 (1935).  
 A. W. DANDY: *Northw. med. Journ.* **24**, 309 (1925).  
 W. E. DANDY: *Arch. Surg.*, **19**, 600 (1929); *Journ. am. med. Ass.*, **117**, 821 (1941); *Ann. Surg.*, **115**, 514 (1942).  
 F. A. ELLIOTT: *Lancet*, **1**, 47 (1944); *Textbook of the rheumatic diseases* (ed. by Cope-man, Edinburgh: Livingstone, 1948).  
 P. GLORIEUX: *La hernie postérieure du ménisque intervertébral (Hernie nucléaire postérieure) et ses complications nerveuses*. (Paris, Masson, 1937).  
 J. E. GOLDTHWAIT: *Boston med. a. surg. Journ.*, **164**, 365 (1911).  
 U. HINTZELMANN: *Dtsch. med. Wsch.*, **25-26**, 350 (1947); *Schweiz. med. Wsch.*, **79**, 759 (1949).  
 J. D. HOLMES und B. R. SWORN: *Brit. med. Journ.*, 946 (1946).  
 J. HORVATH: *Ärzt. Forsch.*, **1**, 1 (1949).  
 O. R. HYNDMAN, A. STEINDLER und J. WOLKIN: *Journ. am. med. Ass.*, **121**, 390 (1943).  
 KUHLENDahl: *Zentralbl. f. Chir.*, **11**, 649 (1948).  
 F. KLINGE: *Der Rheumatismus. Ergebnisse d. allg. Path. und path. Anat. d. Menschen u. d. Tiere*. T. XXVII (München, Bergmann, 1933).  
 S. KÖPPEN: siehe KLINGE.  
 H. KRAYENBÜHL: *Schweiz. med. Wsch.*, **80**, 266 (1948).  
 K. LINDBLOM: *Acta radiol.*, **25**, 195 (1945); **28**, 69 (1947).  
 W. S. MIXTER und J. S. BARR: *New England med. Journ.*, **211**, 210 (1934).  
 G. DE MORSIER: *Praxis*, **30** (1942); *Rev. méd. Suisse rom.*, **60**, 999 (1940); *Schweiz. med. Wsch.*, **74**, 719 (1944).  
 R. POHLMAN, R. RICHTER und E. PAROW: *Dtsch. med. Wsch.*, **65**, 251 (1939).



- A. RICARD und P. F. GIRARD: *Lyon Chirurgical*, **43**, 419 (1948).
- E. REISCHAUER: *Untersuchungen über den lumbalen und cervicalen Bandscheibenvorfall* (Stuttgart, Thieme, 1947).
- G. SCHMORL: *Beitr. klin. Chir.*, **151**, 360 (1931).
- G. SCHMORL-JUNGHANS: *Die gesunde und kranke Wirbelsäule im Röntgenbild* (Leipzig, Thieme, 1932).
- B. STOOKEY: *Arch. Neu. u. Psych. (Amer.)*, **20**, 275 (1918).
- A. STOLZ: *pro medico*, **18** (1949).
- E. UNGEHEUER: *Kongreßbericht der Erlanger U.S.-Tagung* (Zürich, Hirzel, 1949).
- G. WEDDELL, B. FEINSTEIN und R. E. PATTLE: *Brain*, **67**, 141 (1944).
- W. ZINN und V. SONNENSCHN: *Dtsch. med. Wsch.* **75**, 827 (1950).

## **Vegetative Wirkungen des Ultraschalls auf innere Organe.**

K. STUHLFAUTH

*Medizinische Univ. Poliklinik - München*

Die primär mechanische Wirkungsweise des US, die örtliche Begrenztheit des Wirkungsfeldes eines US-Strahles und die am Beginn der US-Therapie stehenden Erfolge vorwiegend bei lokalisierten Prozessen, an Gelenken und Nerven, brachten es natürlicherweise mit sich, daß der Wirkungsmechanismus des US im Wesentlichen in mechanistisch bedingten, lokalen Veränderungen gesehen wurde. Zur physikalischen Behandlung von Krankheiten gehört jedoch neben dem therapeutischen Agens als zweite wesentliche Bedingung die Reaktionsweise des Körpers auf den eintreffenden Reiz. Und diese ist beschränkt auf einige grundsätzliche Vorgänge z.B. Hyperämie, Exsudation, Ulceration etc., wenn wir von völliger mechanischer Zerstörung absehen. Denn viel andere Reaktionsmöglichkeiten auf physiologische, wie unphysiologische Reize stehen dem Körper nicht zur Verfügung.

Es war deshalb von vorneherein anzunehmen, daß auch die Antwort auf den US-Reiz im Bereich der wenigen möglichen Reaktionsformen liegen mußte unabhängig davon, ob es sich dabei wirklich um eine völlig neue Reizform handelt oder nicht. Es fragte sich daher wie der US-Reiz im Körper aufgenommen und verwertet wird.

Mit hochfrequenten mechanischen Schwingungen haben wir im Zeitalter der Maschine ja öfter Berührung. Es liegen daher schon eine Reihe von diesbezüglichen Beobachtungen aus der Arbeitsmedizin vor. Diese zeigen, daß mechanische Schwingungen, d.h. Vibrationen vorwiegend zu einer Beeinflussung des vegetativen Nervensystems führen. Es war z.B. aufgefallen, daß bei Flugzeugbesatzungen während längerer Flüge Ermüdungserscheinungen durch einen Tonusverlust der Muskulatur auftraten, die weder durch körperliche Anstrengung, noch durch übermäßige geistige Konzentration erklärbar waren.

COERMANN und LOECKLE wiesen nun in interessanten Versuchen nach, daß dieser Tonusverlust mit Reflexabschwächungen und Ausfällen einhergeht. Sie haben dann am Menschen und Tieren mit einem Schwinger von 1000 kHz über der Fossa ovalis am Oberschenkel Vibrationen durchgeführt und konnten

ein sofortiges Sistieren des Patellarsehnenreflexes beobachten. Als sie dann beim Tier aus der Fossa ovalis das Gefäßnervenbündel operativ vorlagerten und den Nerv, die Vene und die Arterie isoliert vibrierten, kam der Reflexausfall nur bei Vibration der Arterie, nicht des Nerven zustande. Entkleideten sie die Arterie ihres periarteriellen sympathischen Geflechtes, dann war der Reflexausfall durch die mechanischen Schwingungen nicht mehr zu erzielen, ebenso wenig wie bei Menschen, bei denen eine Grenzstrangresektion oder eine periarterielle Sympathektomie vorgenommen worden war. Das periarterielle sympathische Geflecht war also der Vermittler dieser Wirkung.

Es geht aus diesem Experiment eindeutig hervor, daß die Aufnahme und weitere Verwertung mechanischer Schwingungen auf dem Wege über vegetative Nervenbahnen erfolgt. Wir haben natürlich versucht ähnliche Effekte an der Fossa ovalis mit dem US zu erreichen, konnten Reflexausfälle jedoch nicht erzielen. Dies ist jedoch nach COERMANN und LOECKLE nur eine Frage der Intensität der mechanischen Schwingungen, wohl vor allem der Amplitudengröße, die wir bei der Beschallung eben nicht annähernd in diesem Ausmaß erreichen.

Diese grundlegenden Feststellungen aus der Luftfahrtmedizin brachten uns zusammen mit Beobachtungen von Fernwirkungen der Ultraschallung auf das Herz zu der Fragestellung, inwieweit überhaupt die Verwertung des Ultraschallreizes im Körper durch die Vermittlung des vegetativen Nervensystems erfolgt, ganz unabhängig von dem örtlich bei der Beschallung wirkenden Mechanismus.

Wir hatten nämlich zu Beginn unserer Therapieversuche mit US als wir noch mit den zu hohen Intensitäten von 3-4 W/cm<sup>2</sup> arbeiteten in vereinzelten Fällen das Auftreten von Angina pectoris beobachtet.

Wie ich bereits am Erlanger US-Kongreß gezeigt habe, konnten wir als Ursache dieser Beschwerden im Modellversuch am Hund Drosselungen der Arteria coronaria nachweisen, wenn man mit massiven US-Dosen in der Peripherie des Körpers beschallte.

Nach der Arndt-Schultze'schen Regel, die WUTTGE mit Recht auch auf die US-Dosierung angewandt wissen will, entspricht der schädlichen Wirkung zu hoher Dosen eine Heilwirkung kleiner und kleinster Dosen. Es nimmt daher nicht Wunder, daß DENIER mit dem US bei niedriger Dosierung günstige Effekte auf die Angina pectoris beobachtet hat.

Wir gingen deshalb ähnlichen vegetativ übertragenen Wirkungen auf andere Organe nach und haben der Reihe nach einige uns methodisch zugängliche innere Organe untersucht.

An der Lunge hatten kurz vor meinen gemeinsamen Untersuchungen mit KÖHLER bereits STRAUBE und KAUFMANN einen Reflex von der Brusthaut zur Lungenmuskulatur nachgewiesen. Sie erreichten mittels Acetylcholin-Elektrophorese der Thoraxwand eine Kontraktion der interstitiellen Lungen-



Kurve 1. — Ultraschalleinwirkung auf den Pneumothoraxunterdruck. SKA: Schallkopfapplikation und Massage ohne US-Abstrahlung. USA: Beginn der US-Abstrahlung. USE: Ende der US-Abstrahlung, Schallkopfentnahme. Unterdruckwerte in cm H<sub>2</sub>O am linken Rand. Zeitschreibung am oberen Rande in Minuten. Beschallung 5 Watt 5 Min. mit Ultravibrator Lehfeld.



muskulatur, die zur Verkleinerung des Lungenstumpfes bei Pneumothorax-trägern führte. Die Retraktion der z.T. kollabierten Lunge konnten sie röntgenologisch am Breiterwerden des Luftmantels messen.

KÖHLER und ich beobachteten vor dem Röntgenschirm bei Beschallung der Thoraxwand dasselbe Phänomen, stießen jedoch bei der Messung wegen des

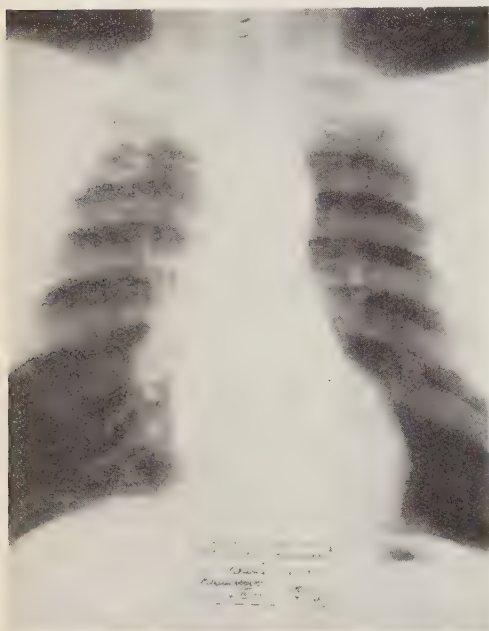


Abb. 1. — 59 jähr. Patient mit einer beiderseitigen produktiv cirrhotischen Oberfeld-tuberkulose und großem starrwandigen Cavum rechts oben, das aus einem eingeschmolzenen Frühinfiltrat entstand. Trotz 6 monatl. Behandlung therapierefraktär.

bei beiden Aufnahmen kaum erreichbaren Gleichstandes des Zwerchfelles auf Schwierigkeiten. Wir haben daher den Weg der laufenden Kontrolle des Unterdrucks gewählt und bei Liegenbleiben der Pneunadel beschallt. Dabei zeigten die « US-sensiblen » Patienten (1/3) kurz nach Einsetzen der Beschallung eine wesentliche Verstärkung des Unterdrucks, die nach Beendigung in zwei bis drei Minuten wieder ausgeglichen war (s. Kurve 1). Da der US-Strahl die Lunge wegen des dazwischengeschalteten Luftmantels nirgends direkt erreichen kann, kann der Reflex nur von der Brustwand über das vegetative Nervensystem zur Lunge verlaufen. Es ist leicht vorstellbar, daß bei wiederholter Beschallung auf diesem Wege Einflüsse auf den vegetativen neuromusculären und neurovaskulären Tonus der Lunge ausgeübt und summiert werden, die letztlich eine veränderte Lungentrophik zur Folge haben. Darin

sehen wir die Erklärung der Erfolge KÖHLER's, der gerade bei älteren therapie-refraktären, aber auch bei frisch infiltrativen wie produktiven Prozessen klinische wie röntgenologische Besserung bis zum Verschwinden von Cavernen erzielen konnte (Abb. 1 und 2).

Wie bei der Lunge die therapeutischen Erfolge der Erklärung vorausseilten, so war es auch beim Magen und Duodenum. Hier hatte STOLZ von der Med. Klinik Gießen vor Beginn unserer Versuche bereits ca. 100 Ulcusheilungen durch US beschrieben. Auf Grund der an Herz und Lunge entwickelten Vorstellungen prüfte ich die funktionelle Beeinflussung des Magens, kenntlich an der Magensaft- und Säureproduktion bei 30 Patienten. Bei Beschallung des

linken Oberbauches und der linken unteren Rippengegend konnten wir in fast jedem Falle eine Steigerung der Säure- und Saftproduktion erzielen (s. Kurve 2 und 3), die jedoch die Einzelbeschallung nur kurze Zeit überdauerte. Bei angeheiztem Schallkopf war sie stärker und besonders rasch eintretend. Offenbar addierte sich hier die Wärmewirkung zur eigentlichen US-Wirkung. Aus diesem Anstieg der Magendrüsenproduktion, der, wie wir von DENIER und PORCHER wissen, auch eine Steigerung der Magenmotilität parallel geht, dürfen wir mit Sicherheit auf eine vermehrte Durchblutung der Magenwand schließen, wie wir sie als « Fluxionshyperämie zur Uleusbehandlung » (v. BERGMANN) mit allen möglichen Mitteln anstreben. Einen direkten US-Reiz auf die Magenwand nehmen wir nur zum geringsten Teil an. Wir ließen unsere Patienten auch nicht vorher Tee trinken, weil ja trotzdem beim liegenden Patienten die Magenblase zwischen Schallkopf und Mageninnerem zum Liegen kommt und sich oft auch noch das luftgefüllte Colon transversum vor dem Magen befindet. Der US dürfte sich auch hier der anatomisch und entwicklungsgeschichtlich vorbezeichneten Bahnen bedienen, die metamer von den entsprechenden Segmentbezirken der Körperoberfläche zum zugehörigen inneren Organ ziehen.

Dieselbe Wirkungsform ist auch

bei Darm- und Blasenleiden anzunehmen. Wir haben versucht auch an der Blase durch Druckmessung US-Effekte zu erschließen, weil bei der Beschallung der zur Blase gehörenden Hautsegmente L 2 und L 3, die z.T. an der Oberschenkelinnenseite liegen, eine direkte Einwirkung auf die Blase vermieden werden kann. Da die Blase in Ruhe jedoch keinen meßbaren Innendruck hat und bei Reizung durch Kälte auch nur mit einzelnen Tenesmen, d.h. plötzlichen Druckanstiegen reagiert, konnten wir eindeutige Effekte — außer den subjektiven Angaben der Patienten, daß die Spannung der Blase nachließ — nicht kurvenmäßig erfassen. Die günstige Beeinflussung der Enuresis nocturna ist jedoch nur bei Annahme vegetativ neuraler entspannender Reize erklärbar.

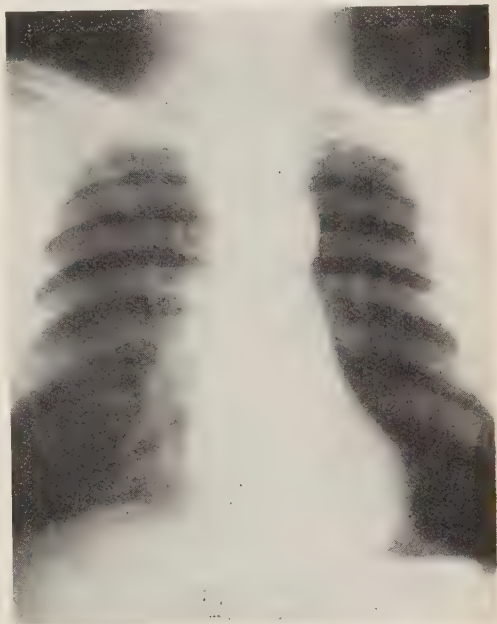
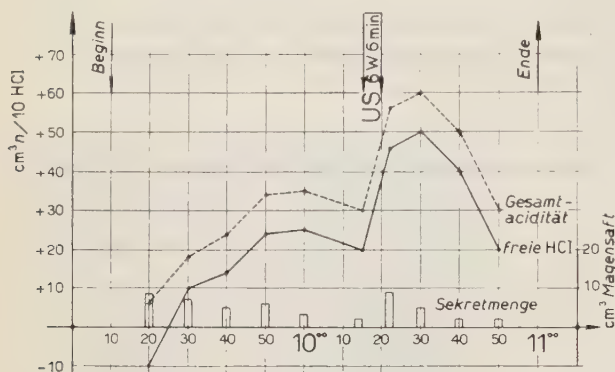


Abb. 2. — Derselbe Patient  $3\frac{1}{2}$  Monate später nach 30 Beschallungen mit dem Ultravibrator Lohfeld jeweils 5 Min. 5 Watt. Infiltration und Caverne im rechten Oberfeld weitgehend zurückgebildet.

Bei Verfolgung dieser Gedankengänge ergibt sich nun, daß auch die bisher als Lokalwirkungen aufgefaßten Therapieeffekte, z.B. bei Arthrosen der Wirbelsäule oder beim Morbus Bechterew wahrscheinlich zum größten Teil über denselben neuralen Wirkungsmechanismus zustande kommen. Schon die Beobachtung PÄTZOLD's und BORN's, daß jede Sehnenplatte fast schon zur Totalreflexion des US-Strahles führt, hätte darauf aufmerksam machen müssen, daß der



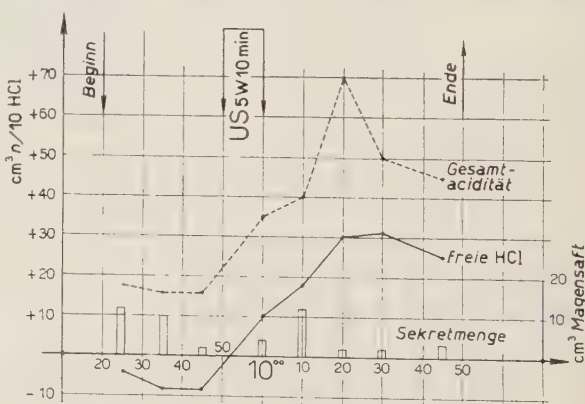
Kurve 2. — Magensonde, fraktioniert: Bei nüchternen gesunden Menschen nach Ultraschallreiz kommt es zum erneuten Anstieg der Sekretmengen und der Säurewerte. Beschallung 6 Watt 6 Min. mit Ultrasonator Ultrakust.

US die Längsbänder neben den Wirbeln beim Morbus Bechterew und auch die Nervenwurzeln

bei der Ischias gar nicht in « wirksamen » Dosen erreichen kann, weil er schon vorher vielfältig reflektiert wird. Da jedoch gerade bei diesen Krankheiten

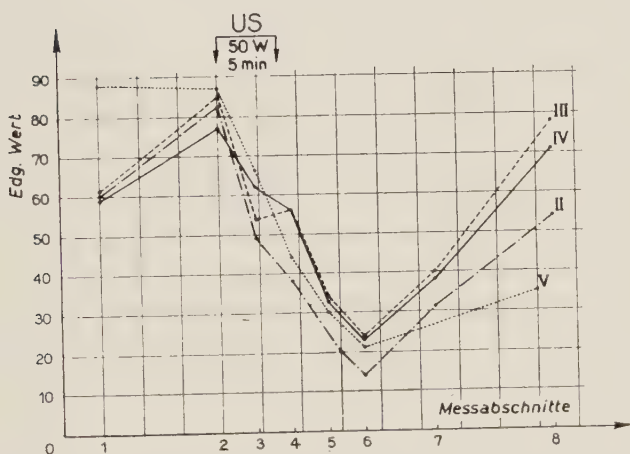
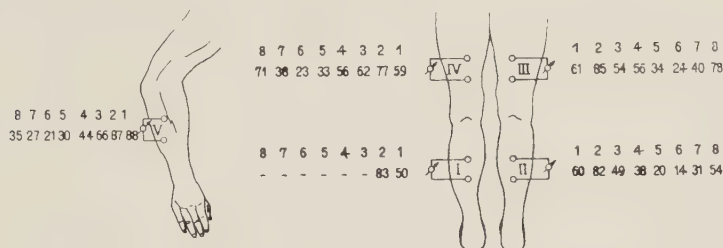
auch paravertebrale Novocaininjektionen wirksam sein können und auch andere physikalische Therapiemaßnahmen, wie Massage und funktionelle Röntgentherapie oft auch befriedigende Ergebnisse erzielen, mußte nach einer — auf alle physikalischen Therapiemaßnahmen anwendbaren — Erklärung der Wirkungsform gesucht werden. Diese hat GLAUNER speziell für die funktionelle Röntgentherapie entwickelt. Bei all den physikalischen Therapiemaßnahmen hat es sich nämlich herausgestellt, daß

(vorwiegend segmental) vegetative Erregungszustände der Körperwand und der zugehörigen, auslösenden, inneren Organe gedämpft werden, seien sie nun



Kurve 3. — Magensonde, fraktioniert: Nach Ultraschallreiz kommt es nicht nur zum neuen Anstieg der Sekretmengen, sondern auch zum Auftreten freier Salzsäure, die vor der Beschallung gefehlt hat. Beschallung 5 Watt 10 Min. mit Ultrasonator Ultrakust.

parasympatischer Natur (Asthma, spastische Obstipation) oder sympathischer Natur (Vasokonstriktion, Ulcus, Entzündung, Tuberkulose). Bei Überdosierung treten jedoch gegenteilige Effekte ein, die auf all diesen Krankheits-



Kurve 4. – Verhalten des Elektrodermatogramms nach US-Einstrahlung. Sämtliche Meßwerte an den Beinen wurden im Hautdermatom S I gewonnen. Am linken Vorderarm wurde auf der Volarseite gemessen. Die unter den Ziffern 1-8 stehenden Meßwerte des EDG stellen jeweils die Summe von drei an derselben Stelle erfolgten Messungen dar. Meßwert 1: Ausgangswert nach Entblößung der Haut. MW 2: 10 Min. später. Anschließend Beschallung am linken Unterschenkel 50 Watt 5 Min. Ultrasongenerator Ultrakust. MW 3: 3 Min. nach Beginn. MW 4: 1 Min. nach Ende der Beschallung MW 5 und 6: jeweils nach weiteren 3 Min. MW 7: nach weiteren 6 Min., d.h. 18 Min. nach Beschallungsbeginn. MW 8: 10 Min. nach MW 7. Normalerweise müßten die MW eine leicht wellige Linie bilden.

gebieten entsprechende Verschlimmerungen hervorrufen können, wie wir das von allen anderen Heilmitteln ja auch gewöhnt sind.

Da wir schon bei unseren Erfahrungen bezüglich der Beeinflussung der Coronardurchblutung übersegmentale Ausstrahlungen der US-Einwirkung beobachtet hatten, haben wir auch diese Fernwirkungen untersucht. Dazu eigneten



sich besonders zwei Organe. Dies war einmal die Haut, an der wir bei der Sklerodermie, nach Beschallung am Rücken auch vorne an der Brusthaut Lockerungen beobachtet hatten. Um Sofort-Wirkungen registrieren zu können, bedienten wir uns der Elektrodermatographie nach REGELSBERGER. Diese zeigt die elektrischen Hautpotentiale bei Anlegung eines Gleichstroms an. Wir prüften nun die Meßwerte mit dem Elektrodermatometer, vor und nach Beschallung des Segmentes S 1 und S 2 (d.h. der Wade) im gleichen Segment homo- und kontralateral, als auch am Vorderarm. Dabei konnten wir konforme Schwankungen an allen Meßstellen nachweisen (s. Kurve 4). Dies zeigt, daß ein US-Reiz auf übersegmentalem Wege gleichzeitig der gesamten Körperoberfläche mitgeteilt wird. Die Umschaltung auf das « Gesamtorgan Haut » dürfte dabei bereits in Schaltstellen des Zwischenhirns erfolgen.

Darüberhinaus konnten GERLOFF und ich auch eine Beeinflussung der Großhirnrinde durch den US-Reiz mittels des Elektroencephalogramms nachweisen. Beschallt man nämlich die Oberschenkelarterie, oder noch besser das Ganglion stellatum, so lassen sich Veränderungen der Hirnpotentiale feststellen. GERLOFF hat diese Ergebnisse auch auf den therapeutischen Sektor übertragen und bei einzelnen Patienten mit Epilepsie und Starkstromschädigung des Gehirns Beschallungen am Ganglion stellatum durchgeführt. Er konnte damit nicht nur klinische Besserungen erzielen, sondern auch eine Normalisierung des Elektroencephalogramms erreichen.

Wir sehen also, daß der physikalische Reiz des US nicht nur örtlich mechanisch, sondern auch segmental und übersegmental vegetativ in die Steuerung vieler Organe eingreift und ein sehr differenziert anzuwendendes Hilfsmittel ist. Er hat gegenüber den physikalischen Maßnahmen, die vorwiegend an der Körperdecke angreifen, oder nur begrenzte Tiefenareale erreichen (z.B. Novocain, Massage) den Vorzug, daß er die neuralen Rezeptoren, sowohl der Haut, als auch der Muskulatur, der periarteriellen Geflechte und der Körperhöhleninnenflächen (Pleura, Peritoneum) gleichzeitig erreicht. Auch eine direkte Einwirkung auf den sympathischen Grenzstrang ist an einzelnen Stellen gesichert. Jedoch teilt er mit all diesen physikalischen Maßnahmen das Handicap, daß der Therapieerfolg auch von der vegetativen Ausgangslage des Patienten abhängt, und daß daher die Dosierung des US sehr individuell gehandhabt werden muß.

#### LITERATUR

- [1] G. v. BERGMANN: *Dtsch. med. Wsch.*, **73**, 47-48, 621 (1948).
- [2] R. COERMANN und W. E. LOECKLE: *Luftf. med.*, **4**, 73 (1940); **5**, 305 (1941).
- [3] A. DENIER: Ref.: *Der U.S. in der Medizin*, Erlangen 1949 (S. Hirzel-Verlag).
- [4] A. DENIER und PORCHER: Ref.: *Kongr. Rö.-ärzte Genf*, 1948.

- [5] W. GERLOFF: Ref.: *Verhdlg. Ges. inn. Med. Wiesb.*, 1950.
- [6] E. KÖHLER: s. STUHLFAUTH: Ref. *Ges. inn. Med. Wiesbaden*, 1950.
- [7] PÄTZOLD und W. BORN: *Strahlentherapie*, **76**, 3, 486 (1947).
- [8] H. REGELSBERGER: *Med. Klin.*, **44**, 26, 817 (1949).
- [9] A. STOLZ: *Strahlentherapie*, **79**, 4, (1949).
- [10] G. STRAUBE und KAUFMANN: *Beitr. z. Klin. Tbc.*, **102**, 2, 139 (1949).
- [11] K. H. WUTTGE: *Med. Klin.*, **45**, 22, 711 (1950).

## Die Ultraschallbehandlung der Arthrosen und diesen verwandten Zustände in neuralpathologischer Betrachtung.

F. TSCHANNEN und V. SONNENSCHNEIN

Die bei der Behandlung der Gelenkerkrankungen auftretenden Phänomene sind bis jetzt, wenn man von gelegentlichen Hinweisen auf nicht näher erläuterte reflektorische Mechanismen absieht, mit den besonderen physikalischen Eigenschaften der Ultraschallwellen erklärt worden.

Es sollen dabei im Gewebe spezifische physikalische, kolloidchemische und kolloidosmotische Umsätze entstehen.

Diese Hypothese ist nicht ohne Widerspruch aufgenommen worden. Der Knorpel ist gefäßlos und verfügt über einen äußerst trägen Stoffwechsel. Überdies ist er schon physiologischerweise zur Aufnahme von Druckschwankungen eingerichtet, sodaß es nicht sehr wahrscheinlich ist, daß durch den US solche Veränderungen hervorgerufen werden können.

Wir wollen heute einen andern Weg gehen, indem wir versuchen, die US-Wirkung als eine unspezifische Reizwirkung aufzufassen, durch die bisher *unbekannte biologische Mechanismen* in Bewegung gesetzt werden.

Bei der Behandlung der Gelenkerkrankungen bediente man sich bis jetzt der Streichbehandlung und der stationären Anwendung, die aus der Röntgentherapie übernommen wurde. Dabei zeigte es sich, daß die Ergebnisse sehr ungleichmäßig waren. Wir haben seit längerer Zeit diese Anwendungsweise durch die systematische Applikation der *radikulären Beschallung* erweitert.

Die lokale stationäre Beschallung wurde in allen Fällen ergänzt durch die Beschallung folgender Wurzeln:

Hüftgelenk . . . . .	L <sub>3</sub> - L <sub>5</sub> .
Kniegelenk . . . . .	Th <sub>12</sub> - L <sub>3</sub> .
Fußgelenk . . . . .	S <sub>1</sub> - S <sub>4</sub> .
Schultergelenk . . . . .	C <sub>4</sub> - Th <sub>2</sub> .
Ellbogengelenk . . . . .	C <sub>4</sub> - C <sub>6</sub> .
Handgelenk . . . . .	C <sub>5</sub> - Th <sub>2</sub> .

Es ergab sich, daß die Erfolge viel gleichmäßiger und sicherer zu erzielen waren. Die früher so deprimierenden Mißerfolge konnten nun im allgemeinen vermieden werden, da die verschiedenen Gelenke gleichmäßig günstig auf diese Beschallung reagieren. Ein weiterer Vorteil besteht darin, daß die Beweglichkeit und Exkursionsfähigkeit der Gelenke eine Steigerung erfährt, wie sie durch die lokale Beschallung niemals erreicht werden kann. Nicht unwichtig ist noch das Auftreten (15 Minuten bis mehrere Stunden nachher) einer besseren Durchblutung der Gelenke, die vom Patienten sehr angenehmen empfunden wird.

*Die Wirkungsweise der radikulären Beschallung* und damit der Beschallung überhaupt, da die erstere nur eine potenzierte Form der letzteren ist, läßt sich durch eine einfache Beobachtung erklären: Unter der Wirkung der radikulären Beschallung tritt eine spektakuläre Lockerung der Gelenke, eine vergrößerte Exkursionsfähigkeit auf. Es muß aber mit Nachdruck darauf hingewiesen werden, daß die vermehrte Beweglichkeit nicht etwa auf einem analgetischen Effekt beruhe, der es nun erlaube, Stellungen einzunehmen, die vorher wegen der damit verbundenen Schmerzen unmöglich gewesen wären. Wir haben trotz wiederholter Versuche eine solche analgetische Wirkung, wie sie von verschiedener Seite behauptet wird, nicht feststellen können. Hingegen muß daran festgehalten werden, daß der U.S. eine *primär detonisierende Wirkung* auf die Skelettmuskulatur ausübt. Der Fehlerkreis von Reiz-Schmerz-Hypertonus-Reiz wird durchbrochen, indem der *Hypertonus* eliminiert wird.

Die Wirbelsäule ist der Ort, an dem sich die aus- und einströmenden motorischen und sensiblen Bahnen mit dem vegetativen System treffen und vermengen. Diese nervösen Gebilde haben im Zusammenhang mit dem Tonus die Aufmerksamkeit der Physiologen erregt, und es wurden an ihnen von verschiedenen Autoren Untersuchungen vorgenommen. Sie ergaben im wesentlichen, daß die vollständigste Detonisierung durch Durchschneidung der Hinterwurzeln erzielt wird (Brondgeest'sches Phänomen). Durch die Hinterwurzeln steigen die sensiblen, für die Tonuszentren bestimmten Reize auf und deren Beantwortung erfolgt auf dem Wege der Vorderwurzeln.

Da während der Beschallung eine Verminderung der sensiblen Empfindungen nicht festgestellt werden kann und der detonisierende Effekt auch nach dem Abbruch der Beschallung bestehen bleibt, muß man annehmen, daß der US eine *zentrale beruhigende Wirkung auf die Tonuszentren* ausübt und nicht eine Blockade der aufsteigenden Reize.

Es ist unwahrscheinlich, daß der US auf die Hinterwurzeln bzw. das Nervensystem eine spezifische nur ihm eigene Wirkung hervorruft. Es ist anzunehmen, daß auch andere Reize mechanischer, chemischer, thermischer oder aktinischer Natur die gleichen Effekte bewirken können. Die US-Therapie deckt sich hier mit andern schon längst bekannten Heilverfahren, wie Massage, Chiropraktik, Akopunktur, Bienenstich und sonstige Injektionstherapie,



der Schröpfbehandlung, einem Großteil der modernen physikalischen Therapie u.a.m.

Die ältern dieser Verfahren machten im Altertum und Mittelalter einen Hauptteil der damaligen Medizin aus. Mit dem Überwiegen der Zellular- und Organmedizin seit Virchow wurden sie in ihrer wahren Bedeutung verkannt, gerieten teilweise in Vergessenheit und spielen heute nur mehr eine untergeordnete Rolle.

Es wird die Aufgabe physiologischer Untersuchungen sein, die Qualitäten der verschiedenen Reize im Verhältnis zur detonisierenden Wirkung zu untersuchen.

Verschiedene Beobachtungen deuten auch darauf hin, daß der US auch auf die glatte Muskulatur und die Gefäßmuskeln detonisierend wirkt. Wir konnten aber nicht ermitteln, ob dabei der gleiche Mechanismus spielt, den wir bei der Skelettmuskulatur erläutert haben. Für die glatte Muskulatur geben die Head'schen Zonen einen ungefähren Anhaltspunkt, in welcher Höhe wir die Radices zu behandeln haben. Doch erweist sich die Beobachtung des Effektes naturgemäß schwieriger, als an den Muskeln der Extremitäten. Bei den Gefäßmuskeln kommt noch unsere völlige Unkenntnis über den Verlauf des sensiblen Rezeptoren dazu. Ihr Vorhandensein ist mit wenigen Ausnahmen (siehe N. depressor und N. sinus carotici) nicht einmal anatomisch bewiesen, und noch viel weniger wissen wir über die Einstrahlungshöhe in die Rückenmarkssegmente.

Immerhin ist uns aufgefallen, daß die radikuläre Beschallung als Nebeneffekt den Blutdruck um 20 mm senkt und daß die Beschallung der Sacralwurzeln eine vermehrte Durchblutung in den untern Extremitäten bewirkt.

Obwohl es als ein Wagnis erscheinen mag, von therapeutische Erfolge aus auf die Ätiologie und Genese einer Erkrankung zu schließen, kann man sich auch den immer wiederkehrenden Eindrücken nicht unzugänglich zeigen.

Die Schulmedizin sieht in den Gelenkeveränderungen die Ursache und das Wesen der Arthrosis deformans. Alle Läsionen, die zur Vernichtung der obersten Knorpellagen führen und damit die unteren Knorpellagen und das subchondrale Gewebe einer unphysiologischen Beanspruchung aussetzen, reizen dieses zu einer produktiven Antwort (POMMER).

Ein anderer Autor (AXHAUSEN) sieht in den bei der Knorpelnekrose entstehenden Wuchsstoffen die Ursache der regenerativen Veränderungen.

Es bleibt aber noch zu erklären, warum der Knorpel der Nekrose verfällt. Bei Arthrosen als Folgen einer traumatischen Läsion braucht nach einer weiteren Erklärung nicht gesucht zu werden. Die Mehrzahl der Arthrotiker weiß aber nichts von einem vorhergegangenen Trauma. Für diese Fälle wird ein Mißverhältnis zwischen Leistung und Leistungsfähigkeit des Knorpels konstruiert. Auf der einen Seite befindet sich die Überbeanspruchung durch vermehrte Arbeit oder Gewicht, auf der andern eine Minderwertigkeit des Knorpels auf angeborener oder erworbener Grundlage.

Da die Arthrosen sich vorwiegend bei älteren Leuten finden, glaubte man sich berechtigt, in der Erkrankung eine Abnützungs- oder Aufbrauchkrankheit zu sehen. Dabei wurde der sicher zu weit gehende Vergleich von Maschine bezw. einem Kugellager und den Gelenkkörpern gezogen. Es wurde aber nicht berücksichtigt, daß der Knorpel, im Gegensatz zu den Bestandteilen einer Maschine, eine bis ins höchste Lebensalter gehende Regenerationsfähigkeit besitzt. Dieser Vergleich muß, weil er den biologischen Tatsachen nicht Rechnung trägt, abgelehnt werden. Ein weiterer Grund der Ablehnung ist auch der Fatalismus, der im ärztlichen Denken durch eine solche Betrachtungsweise gezüchtet wird. Ebenso wie das Altern eine biologische Notwendigkeit ist, der man nichts entgegenzusetzen vermag, vielleicht auch nichts entgegensetzen soll, ebenso wird die Arthrose als Schicksal empfunden, das früher oder später einsetzt und nicht aufgehalten werden kann.

Für den Patienten sind die Knorpel- und Knochenveränderungen nicht wichtig. Er spürt sie nicht, und sie kommen ihm auch nicht zum Bewußtsein. Was ihn plagt und was ihn zum Arzt führt, sind neben den Bewegungseinschränkungen, die weniger ins Gewicht fallen, die Schmerzen.

Als Ursache der Schmerzen werden von einem Teil der Autoren die Reizung der subchondralen Schichten, von den andern die Druckwirkung der Randzacken auf die empfindliche Synovialis angenommen (PAYER).

Wären diese Annahmen richtig, dann müßten die Schmerzen mit der Zunahme der anatomischen Veränderungen wachsen und das Röntgenbild würde der Schlüssel zur Diagnose und Behandlung sein.

Die Erfahrung hat aber gezeigt, daß dies absolut nicht der Fall ist. Immer wieder wird in Publikationen und auch im klinischen Unterricht auf das Mißverhältnis zwischen anatomisch-röntgenologischen Veränderungen und den subjektiven Beschwerden aufmerksam gemacht. Viele Menschen sind Träger schwerer anatomischer Veränderungen, ohne etwas davon zu ahnen. Andere wieder, vor allem mehr jugendliche Personen, leiden heftig, und das Röntgenbild zeigt nur unwesentliche Veränderungen. Unsere täglichen Erfahrungen bei der US-Therapie haben uns außerdem gelehrt, daß Patienten mit gutem Erfolg aus der Behandlung entlassen werden können, bei denen Randwülste und Schleiffurchen unverändert weiterbestehen.

Was ist die Ursache der Schmerzen bei den Arthrosen?

VON NEERGARD sieht die Ursache der Schmerzen in sekundären Entzündungserscheinungen, ohne indessen den Beweis dafür in irgendeiner Form erbringen zu können. Dementsprechend erblickt er auch in der Beseitigung dieser supponierten Entzündungen das Ziel therapeutischer Bestrebungen.

Durch unsere Beobachtungen bei der US-Behandlung sind wir dazu gekommen, dem *muskulären Tonus* eine besondere Rolle in der Genese der Arthrose und des Schmerzes zuzuerkennen. Wir glauben uns dazu berechtigt im Gegensatz zu den übrigen Autoren, die den muskulären Hypertonus bei

der Arthrose entweder überhaupt leugnen (PAYER) oder nur als Folge des Schmerzes sehen.

Wir stellen ihn in den Mittelpunkt der Diagnose. Der Patient wird aufgefordert, möglichst entspannt zu liegen. Mit ein wenig Übung fühlt man den Widerstand bei passiven Bewegungen oder merkt das Mitgehen eines unbeteiligten Körperteiles. Der Hypertonus ist fühlbar, bevor noch das Knirschen im Gelenk auftritt. Auch gibt uns das Maß der Beweglichkeit ein viel besseres Bild über die Gelenkfunktion als die Röntgenaufnahme. Wir fertigen diese auch mehr aus differentialdiagnostischen Erwägungen heraus an.

Im Verlaufe unserer Therapie beobachten wir die Abhängigkeit des Schmerzes vom Hypertonus. Eine ganz geringe Lockerung genügt, um eine deutliche Schmerzverminderung hervorzurufen und berechtigt uns anzunehmen, daß der hypertonische Muskel für den Schmerz verantwortlich ist. Die Reizung der Schmerzkörperchen erfolgt an zwei Stellen: im Gelenk selbst durch den erhöhten Gelenkflächendruck und an den reich mit sensiblen Nerven versorgten Sehnenansatzstellen am Knochen. Der letzte Umstand ist auch die Ursache für eine häufige Fehldiagnose bei der Coxarthrose. Die stark gespannten Adduktoren reizen die Schmerzkörperchen an der Crista femoris und am Epicondylus tibialis und der Patient überträgt den dort entstandenen Schmerz auf das naheliegende Kniegelenk.

Besteht der Hypertonus längere Zeit, dann antwortet das Periost mit Knochenbildung. Die so entstandenen Osteophyten sind ebenso pathognomonisch für die Arthrosen, als die eigentlichen Gelenkveränderungen.

Wir wollen unsere Erkenntnisse zusammenfassen und eine Definition der Arthrose vom *neuralpathologischen Standpunkt* versuchen:

*Die Arthrose ist ein Symptom einer neuromuskulären Erkrankung. Ein peripher oder zentral gelegener Dauerreiz versetzt ein bestimmtes Tonuszentrum in den Zustand der chronischen Überempfindlichkeit. Dadurch werden aus der Peripherie kommende banale Reize mit einem Überangebot von Impulsen, die ihrerseits zum muskulären Hypertonus führen, beantwortet. Der erhöhte Gelenkflächendruck und die Bewegungseinschränkung sind die Ursache von degenerativen und regenerativen Prozessen, die in ihrer Gesamtheit das charakteristische Bild der Gelenkveränderungen ergeben.*

Die nervösen Reize sind gewöhnlich an drei verschiedenen Orten lokalisiert:

- 1.) Im Gelenk: Verletzungen, angeborene, und erworbene Deformationen.
- 2.) Reizzustände im Verlaufe der sensiblen Nerven, besonders an den Hinterwurzeln als Folge von Bandscheibendegenerationen.
- 3.) Spinale und zerebrale Reize.

ad 1.) Verletzungen im Gelenk werden durch Hypertonus der im gleichen Segment befindlichen Muskelabschnitte beantwortet. Deformationen führen zu Reiz für die Zentren des Muskeln- und Lagesinnes, die zur Korrektur vermehrte Impulse an antagonistische Muskelgruppen abgeben.



ad 2.) Im Verlaufe unserer Untersuchungen konnten wir so häufig neben den Veränderungen in den Gelenken, Bandscheibendegenerationen in den gleichen Segmenten feststellen, daß wir gezwungen wurden, an einen gesetzmäßigen Zusammenhang zu denken.

Das Nebeneinander von Spondylose und Arthrose erlaubt aber nicht die Schlußfolgerung, daß die Spondylose die Ursache der Arthrose ist. Es ist durchaus möglich, daß ein übergeordnetes Zentrum beide Veränderungen bedingt.

(ELLIOTT, WEDELL, FEINSTEIN und PATTEL haben durch elektromyographische Untersuchungen gezeigt, daß zentrale Reize in der Peripherie Übererregbarkeit auslösen können).

ad 3.) Der Sitz der Tonuszentren ist nicht mit Sicherheit bekannt. Aus Tierversuchen konnte auf das Bestehen spinaler Zentren geschlossen werden. Zerebrale Zentren befinden sich in den Stammganglien, im Nucl. ruber, Deiter, im Zerebellum usw. Es sind dies übergeordnete Zentren, über welche die Bahnen des psychogenen Tonus verlaufen. Sie dürften auch in der Genese der Arthrosen eine wichtige Rolle spielen.

Unsere Anschauungen stimmen auch mit den Ergebnissen neuerer Arbeiten von SCHALLOCK und MAKOWSKY überein. Die beiden Autoren haben am Knorpel Strukturuntersuchungen vorgenommen und dabei festgestellt, daß die ersten arthrotischen Veränderungen nicht an den Stellen des dauernden und maximalen Druckes entstehen. Sie finden sich vielmehr an den Punkten, die normalerweise der gleitenden Reibung dienen.

Es muß also angenommen werden, daß den Veränderungen am Knorpel eine Umstellung in der Gelenkmechanik vorausgeht. Solche Umstellungen können durch muskuläre Spannungszustände entstehen.

Sieht man im Hypertonus den essentiellen pathogenetischen Faktor, so erschließt man dadurch einen Formenkreis von Erkrankungen, deren Gemeinsamkeit durch das Betonen der Gelenkveränderungen verloren gegangen ist. Es gehören in diese Gruppe neben den Arthrosen u.a.: Die Heberden'schen Knoten, die Epicondylitis, die Dupuytren'sche Kontraktur und das Stachelbecken.

Die *Heberden'schen Knoten* enthalten nach LANG alle histologischen Anzeichen der Arthrose. Pathophysiologisch findet sich eine Hypertonie der langen Beuger und Streckmuskeln der Finger. Die Erkrankung offenbart durch das meist symmetrische Auftreten und die segmentale Anordnung den neuralen Charakter. Röntgenologisch läßt sich fast immer eine Spondylose der untersten Halswirbel nachweisen.

Ähnlich verhält sich die *Dupuytren'sche Kontraktur*. Wenn durch die Beschallung ein günstiges Resultat erzielt wurde, dann ist die Ursache nicht in einer Quellung des Bindegewebes zu suchen, sondern in einer Detonisierung des M. palmaris longus. Das Röntgenbild demonstriert meist eine Spondylose der untern Hals- und obern Brustwirbelsäule.



Bei der *Epicondylitis* fehlt die Gelenkbeteiligung, ein Umstand, der die Systematisierung dieser Erkrankung innerhalb der Zellulärpathologie erschwert. Die Beschwerden werden durch die am Epicondylus ansetzenden hypertonischen Muskeln verursacht. Auch hier findet sich, zumindest bei der radikulären Form, immer eine Halswirbelspondylose.

Schließlich muß noch an das *Stachelbecken* gedacht werden, eine Erkrankung, die fast nur den Röntgenologen bekannt ist. Klinisch werden unbestimmte Rücken- und Abdominalbeschwerden geäußert. Das Röntgenbild zeigt meist in Verbindung mit einer Spondylose und Coxarthrose, osteophytäre Auflagerungen an den Muskelansätzen und Ursprüngen des Beckens. Sie sind als der Ausdruck der hypertonischen Abdominal- und Beckenmuskulatur zu werten.

Es ist nicht unmöglich, daß uns eines Tages von den Physikern ein noch wirksameres Instrument als der US beschert wird. Die Apparate werden vielleicht wechseln, aber das neuralpathologische Denken in der Medizin, dem der US zum Durchbruch verholfen hat, wird als dauernder Gewinn erhalten bleiben.

## Ergebnisse der Ultraschalltherapie in der Chirurgie.

E. UNGEHEUER

*Chirurgische Universitätsklinik - Frankfurt/Main*

Bei jeder neuen Therapieform verleiten die anfangs gemachten Erfolge leicht zu einem allgemeinen Optimismus, der zu einer kritiklosen Anwendung dieser Therapie führen kann. So ist es verständlich, daß nach den anfänglich günstigen Heilungsergebnissen auf allen Gebieten der Medizin durch die Ultraschallwellen auch eine größere Reihe chirurgischer Erkrankungen mit zu großen Erwartungen dieser Therapieform zugeführt wurden. Nach den verschiedenen Veröffentlichungen zu urteilen, wurden nun aber bei der Beschallung dieser Erkrankungen die konträrsten Ergebnisse erzielt. Uneinheitliche Methodik und Unklarheiten in der Dosierungsfrage scheint die Ursache dieser Differenz zu sein. Es ist daher notwendig, kritische Vergleiche zwischen den Ergebnissen, der mit Ultraschall behandelten Fälle und den gleichgelagerten nach den alten Methoden behandelten Krankheitszustände anzustellen.

An der chirurgischen Universitätsklinik Frankfurt/Main wird seit nahezu 2 Jahren der Ultraschall therapeutisch angewandt. Es konnten bisher ca. 1000 Patienten aus allen Gebieten der Medizin mit den verschiedensten Erkrankungen behandelt werden. Nach den bisherigen Erfahrungen, die man mit dieser Behandlungsmethode gemacht hat, ist es leicht verständlich, wenn auch unser Krankengut größtenteils aus Fällen besteht, die mehr in das Gebiet der inneren Medizin gehören.

Die *Indikation zur Ultraschallanwendung in der Chirurgie* ist entsprechend der mehr konservativ-therapeutischen Komponente des Ultraschalles nicht allzu häufig gegeben. So kann er z.B. bei den chirurgisch-akut lebensbedrohlichen Erkrankungen, die das Hauptbetätigungsfeld des Chirurgen darstellen, überhaupt nicht angewandt werden. Wir stellen also vorwegnehmend fest, daß der Anwendungsbereich der Ultraschallwellen in der Chirurgie nicht sehr groß und relativ eng begrenzt ist.

Wir haben uns nun bemüht, an Hand des großen ambulanten und stationären Materials unserer Klinik, genauere Indikationsgrenzen herauszuarbeiten. Insgesamt verbleiben von unseren ca. 1000 Fällen 300 Patienten die als rein

chirurgische Fälle zu betrachten sind. Es waren in der Hauptsache chronisch recidivierende Erkrankungen, die vorher schon mit einer Reihe anderer therapeutischer Maßnahmen erfolglos behandelt worden waren.

Zunächst seien noch einige kurze Erörterungen zu Behandlungstechnik eingefügt. In Ermangelung einer geeigneten Dosierung arbeiten wir, wie die meisten Ultraschalltherapeuten, nach Wattbelastung pro  $\text{cm}^2 \times \text{Zeit}$ . Es wird nur die Streichmassage oder Unterwasserbehandlung als die ungefährlichste Applikationsart angewandt bei einer Dosierung von ca. 3-4 W pro  $\text{cm}^2$ . Bei dieser Behandlungstechnik haben wir bei keinem unserer Patienten bisher nur die geringste Andeutung eines Schadens feststellen können.

Von der Überlegung ausgehend, daß durch die Ultraschallabsorption im Gewebe Wärme frei wird, und daß durch die intensive Kompression und Dilatation der kleinsten Zellteile eine Hyperaemie im Gewebe auftritt, hat man *schlecht heilende Wunden aller Art*, wie sie dem Chirurgen häufig zu Gesicht kommen, der Ultraschallbehandlung zugeführt.

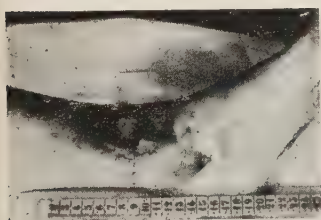
So wurden bis jetzt an unserer Klinik 51 Patienten mit *Ulcera cruris* be-



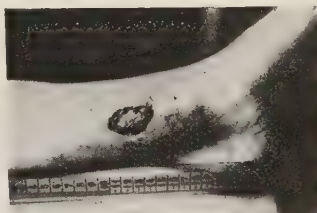
Abb. 1. — Seit 5 Jahren resistenter Ulkus, welches nach 25 Unterwasserbeschallungen à 3 Min bei 2 W pro  $\text{cm}^2$  vollkommen gereinigt war, sodaß die Hauttransplantation erfolgreich durchgeführt werden konnte.

handelt. Nach den dabei gemachten Erfahrungen und insbesondere im Hinblick auf das völlig veraltete Krankenmaterial, kann man diese Therapieform des *Ulcus cruris* als die zur Zeit sicherste und zweckmäßigste bezeichnen. Daß unsere Fälle tatsächlich im üblichen Sinne völlig therapieresistent waren, beweist allein die Tatsache, daß alle Kranken zur stationären Behandlung

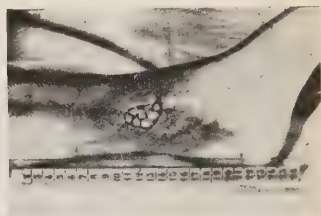
eingewiesen worden waren. Von den 51 Patienten konnten 15 — 29,4% allein durch Ultraschalltherapie geheilt werden. Der größere Prozentsatz 25 (49%) konnte soweit gebessert werden, daß die Wundverhältnisse eine Reverdin oder Thiersch-Plastik erlaubten wonach ebenfalls dann meistens eine völlige Heilung eintrat (Abb. 1 und 2). Dieses hier geschilderte Vorgehen hat sich uns ganz ausgezeichnet bewährt. Es werden in der Regel 6-8 Unterwasserbehandlungen von 5-10 Minuten Dauer bei 2,5-3 W pro cm<sup>2</sup> durchgeführt, um dann bei



a) Vor Beschallung



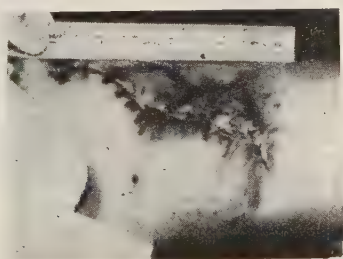
b) Nach 5 Beschallungen



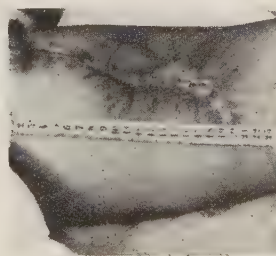
c) Nach Reverdinplastik

Abb. 2. — Transplantation nach vorheriger Beschallung bei einem seit Jahren bestehenden Ulkus.

frischer Granulationsbildung die plastische Deckung vornehmen zu können. Auf der Abb. 1 läßt sich sehr schön die Reinigung des schmierigen Geschwürgrundes und die langsam zunehmende frische Granulationsbildung erkennen. An Stelle der breiten, schwammigen und schlaffen Granulationen entstand



a) Vor Beschallung



b) Nach 12 Beschallungen

Abb. 3. — Epitheldefekt der nach 12 Beschallungen geschlossen war nachdem er vorher u.a. sogar durch Lappenverschiebung vergeblich zu decken versucht wurde.

eine feinkörnige rote Wundfläche. Der herbe, harte und oft ziemlich scharfe Wundrand wurde weicher und flacher.

Ähnlich gut sind unsere Erfahrungen bei großen *Epitheldefekten* und *Weichteilwunden* im Anschluß an Verletzungen. Auch hier beobachteten wir ein auffallendes rasches Wundreinigen mit gutem Angehen der Thiersch- oder



Reverdin-Läppchen. Welch wirtschaftliche Vorteile für den Patienten bzw. Kostenträger durch diese Verkürzung der Behandlungsdauer erwachsen, liegt eigentlich klar auf der Hand (Bild 3).

Auf Grund der Überlegungen, die zur Beschallung schlecht heilender Wundflächen geführt hatten, wurden dann auch *Durchblutungsstörungen* der Gliedmaßen gleichgültig welcher Genese sie waren, behandelt. Trotz örtlicher Beschallung, verbunden mit einer Grenzstrangbehandlung, konnten wir jedoch bei unseren Fällen von *Endangitis obliterans* keine Erfolge verzeichnen. Dagegen haben wir recht erfreuliche Ergebnisse mit der Ultraschalltherapie bei der sog. *Stumpfhypertrophie* erzielen können. Hier wurde die Behandlung sowohl am Sympathicus wie auch am Stumpf selbst vorgenommen. Von 14 Patienten, die teilweise schon mehrere Neuromoperationen oder auch sogar eine Grenzstrangresektion ohne nennenswerten Erfolg hinter sich hatten, konnten wir 50% heilen und einen fast ebenso großen Prozentsatz ganz wesentlich bessern.

Weit schlechter sind die Ergebnisse bei einigen Erkrankungen, die wegen ihrer allgemeinen Therapieresistenz auch der Ultraschallbehandlung versuchsweise zugeführt worden waren, und die hier nur der Vollständigkeit halber kurz aufgezählt werden sollen. So erlebten wir ein völliges Versagen bei der *Dupuytren'schen Kontraktur*, bei der *Induratio penis plastica*, bei der *Enuresis nocturna* und beim *Harträufeln* nach Elektroresektion bzw. Prostatektomie. Auch die *Epicondylitis humeri*, die *Coccygodynie* und die *Adhaesionsbeschwerden*



a) Vor Beschallung    b) Nach 9 Beschallungen    c) Vor Beschallung    d) Nach 14 Beschallungen

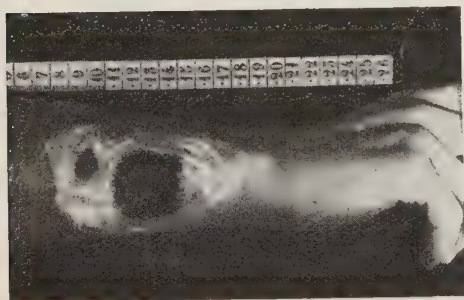
Abb. 4. – Zwei schlecht abheilende Paronitien die nach 9 bzw. 14 Beschallungen à 2 Min. vollkommen abgeheilt waren.

nach Laparotomien zeigten keine wesentlichen Änderungen trotz fortgesetzter Beschallung.

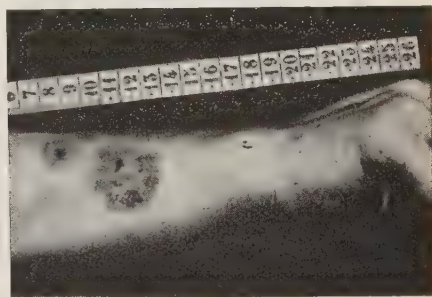
Wenn wir uns nun die Ergebnisse der Ultraschalltherapie bei *Entzündungen aller Art* ansehen, so sei darauf aufmerksam gemacht, daß die Paronitien, Karbunkeln und Phlegmonen, die in unsere Poliklinik kommen, größtenteils incisioisreif sind. Daher war eine Ultraschallbehandlung in den meisten Fällen wegen des dadurch entstehenden Zeitverlustes nicht zu verantworten.

Bei den Fällen mit beginnender Entzündung, die beschallt wurden, war klinisch keine Änderung im Ablauf gegenüber den Fällen, die mit der üblichen Therapie behandelt wurden, zu erkennen. Recht günstige Ergebnisse sahen wir dagegen bei den oft langwierigen Eiterungen nach Incisionen von *Panaritien aller Art* und bei *Fasciennekrosen*. Hierbei wurde die Behandlungszeit um ein wesentliches abgekürzt bei einem gleichzeitig funktionell und kosmetisch günstigen Resultat (Abb. 4).

Eine größere Anzahl von Patienten (91) behandelten wir wegen *Periarthritis humero-scapularis*. Dieses Krankheitsbild mit seinen oft schweren Bewegungseinschränkungen im befallenen Schultergelenk läßt sich in befriedigendem



a) Vor Beschallung



b) Nach 7 Beschallungen

Abb. 5. — Rasche Wundreinigung mit Epithelisierung bei einer langwierigen Furunkulose.

Masse mit Ultraschall beeinflussen. Es handelt sich bei unseren Fällen um durchweg veraltete, teils mit allen erdenklichen Mitteln der physikalischen Therapie vorbehandelte Fälle. Die Behandlung bestand auch hier in einer vorsichtigen Beschallung des Halsgrenzstranges und des befallenen Schultergelenkes. Wir konnten so  $57 = 62,6\%$  von 91 Patienten weitgehend bessern, und sogar  $22 = 24,1\%$  beschwerdefrei entlassen. Hierzu gehören auch die Fälle von Halswirbelosteocondrose mit Schmerzausstrahlung in die Schulter, bei denen die Periarthritis nur eine sekundäre Erscheinung darstellt. Ob dieses Ergebnis bei den Kranken mit Osteochondrose der Halswirbelsäule ein endgültiges sein wird, ist allerdings zweifelhaft. Bei Wiederauftreten von Beschwerden wäre dann die auf dem 67. Deutschen Chirurgen-Kongreß in Frankfurt/Main von R. GEISSENDÖRFER angegebene — und mit sehr gutem Erfolg angewandte — Durchtrennung der Längsbänder nach Dornfortsatzabtragung im Bereich der HWS, die wieder eine Erweiterung der Foramina intervertebralia ermöglicht, angezeigt. Diese chirurgische Maßnahme zeigte auch bei den erfolglos beschallten Occipital- und Trapezius-Neuralgien recht gute Ergebnisse.

An dieser Stelle sei auch auf die Möglichkeit hingewiesen, daß der Ultraschall in der Chirurgie zur Differenzialdiagnose zwischen echtem *Ischias* und

*Lumbago* einerseits und *Nucleus pulposus-hernie* und *Osteochondrose* der *LWS* andererseits herangezogen werden kann. So fanden wir bei 26 — 11,8% von 220 Patienten, die wegen *Ischias*, *Lumbago* und *Osteochondrose* der *LWS* mit Ultraschall behandelt worden waren, ein völliges Versagen dieser Therapie und der entsprechenden Zusatzbehandlung. Dieses spricht nach unserer Auffassung für das Vorliegen eines symptomatischen *Ischiassyndroms*, das ausgelöst wird entweder durch eine *Nucleus pulposus-hernie* oder durch eine schwere *Osteochondrose* der *LWS*. Die neurologischen und röntgenologischen



Abb. 6.

Untersuchungen dieser Fälle bestätigen dann auch meistens unsere Diagnosen. Die Zahl der Einweisungsdiagnosen « *Nucleus pulposus-hernie* » lag jedoch wesentlich höher als die oben angeführte Zahl, sodaß diese Diagnose nach gutem Ansprechen der Ultraschallwellen bei diesen Patienten fallen gelassen werden konnte.

Gute Erfolge hatten wir ferner bei schweren *Gelenk- und Weichteilprellungen* mit großen *Blutergüssen*. Hier erzielten wir eine rasche Schmerzfreiheit und Rückgang der Ergüsse.

Obwohl vereinzelt günstige Ergebnisse bei der *Tumorbehandlung* mit Ultraschall veröffentlicht wurden, wird sie an unserer Klinik strikte abgelehnt. Eine eindeutige Heilung wurde mit den uns zur Verfügung stehenden Schallenergien noch nicht erzielt, es ging wohl aber wertvolle Zeit für die operative Behandlung dadurch verloren. Auch bei inkurablen Patienten mit starken Schmerzen infolge Metastasenbildung konnte der anderswo beschriebene analgetische Effekt der Ultraschallwellen bei uns nicht erzielt werden.

Zu diesem problematischen Anwendungsbereich der Ultraschallwellen ge-



hört auch die Behandlung des *Magen- und Zwölffingerdermgeschwürs*. Sie wird an unserer Klinik abgelehnt, solange noch eine solche Unklarheit über den Wirkungsmechanismus und über die Dosierung dieser Energieform herrscht. Bei den alten narbigcallösen Ulcera, mit welchen wir es in der Chirurgie hauptsächlich zu tun haben, dürfte überhaupt jede konservative Therapie auf die Dauer erfolglos sein. Auch konnten wir röntgenologisch bei 5 Fällen, die zufällig in unsere Kontrolle kamen, trotz wochenlanger Beschallung und weitgehender Schmerzfreiheit noch große Ulcera nachweisen, was lediglich für eine analgetische Wirkung der Ultraschallwellen, nicht aber für einen heilenden Effekt bei dieser Erkrankung spricht (Abb. 6).

Aus den nun bei uns gemachten Erfahrungen mit der Ultraschalltherapie kann abschließend festgestellt werden, daß ihr Wirkungsbereich in der Chirurgie vorläufig ein begrenzter ist. Bei richtiger Indikationsstellung und kritikvoller Anwendung der Ultraschallwellen wird man insbesondere bei schlecht heilenden Wunden aller Art in Verbindung mit Hauttransplantationen sehr gute Erfolge erzielen. Die überspannten Hoffnungen, die bei der Behandlung von akuten Entzündungen auf sie gesetzt wurden, haben sich bisher nicht erfüllt. Wir fanden, daß eher auf den Gebieten einiger chronisch recidivierender Erkrankungen, die nicht direkt in das Fachgebiet der Chirurgie gehören, die Domäne der Ultraschalltherapie liegt.



## Der Einfluss kombinierter Röntgen- und Ultraschallbehandlung auf den experimentellen Tierkrebs.

KH. WOEBER und H. ZINK

*Universitäts Hauptklinik - Bonn*

Wie von einigen Autoren gezeigt werden konnte, ist es möglich, *Haut-Carcinome* des Menschen *allein* durch *Ultraschallwellen* (US) zum Abheilen zu bringen. Diese erfreulichen Ergebnisse konnten aber nicht immer von anderer Seite bestätigt werden, sodaß man vor einer bedenkenlosen Anwendung des US bei Hautcarcinomen *warnen* muß, zumal wir in der Röntgennah- und in der Radiumtherapie Heilmittel besitzen, deren günstige Wirkung auf Hautcarcinome an Hand von Erfahrungen, die während Jahrzehnten gesammelt wurden, statistisch einwandfrei erwiesen ist.

Die Frage, warum das eine oberflächliche Carcinom durch US *recidivlos beseitigt*, ein anderes klinisch kaum verändert wird und ein drittes vielleicht sogar *progredient weiter wächst*, ist bis jetzt noch nicht restlos geklärt. Sicherlich ist die dem Tumor zugeführte *Schallintensität* von ausschlaggebender Bedeutung; aber auch die Applikationsweise und die biologische Variabilität der einzelnen Hautcarcinome sind Faktoren, die für den Ausfall des Effektes mitverantwortlich zu machen sind. Nach den bisherigen Untersuchungen besteht die Forderung, sämtlichen Tumorzellen mittels einer besonderen Applikationstechnik möglichst *hohe Schallintensitäten* zuzuführen. Solange aber einer Messung der in menschlichen Geweben zur Wirkung kommenden US-Menge durch das *Fehlen einer Dosierungsmöglichkeit* noch große Schwierigkeiten entgegenstehen, wir die Absorptionsverhältnisse im Gewebe nicht kennen und mit inhomogener Schallstrahlung rechnen müssen, werden die Ergebnisse, wie oben angedeutet, stets uneinheitlich bleiben.

Da aber trotz einer weit entwickelten Technik und Dosierung bei der Therapie der Hautkrebse mit ionisierenden Strahlen immer wieder einmal solche Fälle vorkommen, die auf eine Bestrahlung nicht mehr ansprechen oder denen aus Gründen einer Schonung des umliegenden Gewebes keine erneute Bestrahlung zugemutet werden kann, hatten wir uns nach Durchführung größerer Versuchreihen an tierischen Impftumoren bei einigen ausgesuchten Fällen von

strahlenresistenten Hautcarcinomen, die teilweise schon Strahlenschädigungen des umgebenden Gewebes erkennen ließen, dazu entschlossen, in diesen besonderen Fällen eine US-Behandlung durchzuführen.

Wir konnten hierbei feststellen, daß wir durchaus in der Lage sind, *oberflächliche und ulcerierte* histologisch gesicherte *Carc. spinocellulare* und *Carc. basocellulare* zur Abheilung zu bringen, sofern wir dem Tumorgewebe eine genügend hohe Intensität durch eine geeignete Applikationsweise zuführen konnten. Unsere bisherige Nachbeobachtungszeit beträgt bis zu 12 Monaten. Außer dem Befund am Tumor selbst war die Reaktion des den Tumor umgebenden bereits stark mit Strahlen beschickten und auch oftmals schon strahlen-geschädigten Gewebes von besonderem Interesse. Wir konnten feststellen, daß in *keinem Falle* eine *Verstärkung der Noxe* des umgebenden Gewebes zu erkennen war, sondern daß nach der Autolyse des carcinomatösen Gewebes eine Regeneration des Wunddefektes durch Narbengewebe von den vorbe-strahlten und mitbeschallten Randpartien aus prompt erfolgte.

Diese Feststellung, daß bereits stark vorbestrahlte Hautcarcinome in einigen von uns beobachteten Fällen günstig auf eine US-Behandlung ansprachen, d.h. bis jetzt recidivlos abheilten, legte uns den Gedanken nahe, in Tierversuchen den Einfluß *kombinierter* Röntgen- und US-Behandlung auf implantierte Tiertumoren zu beobachten. Es galt also erstens zu untersuchen, ob die verhält-nismäßig geringe Anzahl von Heilerfolgen, ca 10-15%, die wir bisher bei alleiniger US-Behandlung des Walker-Carcinoms festgestellt hatten, durch zusätzliche Röntgenbestrahlung mit einer Dosis, die ihrerseits für eine Heilung allein *nicht* ausreichen würde, zu erhöhen wäre und ob hierbei die Intensität des US vielleicht sogar herabgesetzt werden könnte, d.h. ob diesen beiden physikalischen Agentien eine additive Wirkung auf die Geschwulstzelle zu-kommt und zweitens, ob ein bereits mit Röntgenstrahlen voll belastetes Haut-gewebe auf eine US-Zufuhr eine verstärkte Strahlenreaktion zeigt oder nicht.

Es sei aber gleich hier betont, daß wir mit einer Summationswirkung auf die *einzelne* Tumorzelle von vorn herein nicht gerechnet haben, da nach dem heutigen Stand der Erkenntnisse eine röntgenbestrahlte Carcinomzelle ent-weder deletär getroffen ist oder aber unverändert weiterwächst. Eine «Schwä-chung» einer Carcinomzelle durch Röntgenstrahlen und ein «Abtöten» dieser Zelle durch zusätzliche US-Gabe ist also nicht anzunehmen. Wohl besteht die Möglichkeit, daß gewisse Tumorzellformen, wie z.B. ruhende Zellen, die bei Röntgenbestrahlungen erst durch sehr viel höhere Dosen letal getroffen werden als Zellen in der Mitose, durch eine US-Applikation schon eher geschädigt werden. Dies wäre dann der Fall, wenn der US dank seiner anders gearteten physikalischen Eigenschaften *nicht* vornehmlich die in der Mitose befindliche Carcinomzelle angreift.

Für diese Untersuchungen eignete sich das schon früher verwandte äußerst maligne Walker-Carcinom der Ratte. Um dem Einwand zu begegnen, daß man

durch eine Beschallung das Gewebe zunächst auflockere und erwärme, und dadurch die einzelnen Tumorzellen gegenüber den Röntgenstrahlen empfindlicher würden, führten wir zeitlich stets zuerst die Röntgennahbestrahlung nach Chaoul durch und liessen frühestens 24 Stunden danach die US-Sitzungen folgen.

An Hand von 105 Tieren hatten wir in früheren Versuchsreihen, über die bereits berichtet worden ist, festgestellt, daß wir mit ein bis zwei hochdosierten Beschallungen die Tumoren nur in einem Prozentsatz von 10-15 % zur Abheilung bringen konnten. Die hohe Intensität, die hierzu notwendig war und die fast bis an die Toleranzgrenze des Versuchstieres heranreichte, sowie die mangelhafte Dosierungsmöglichkeit ließen diese ungünstigen Ergebnisse erklären.

Um nun unsere oben angegebene Fragestellung zu klären, beschickten wir die Tumoren zur Orientierung zunächst nur mit verschiedener Röntgendosis und stellten dabei an 28 Tieren fest, daß eine einzige Röntgenbestrahlung von 500 r bei 5 cm FHA und 60 kV allein sicher nicht ausreicht, um einen kirsch- bis pflaumengroßes, subcutan gelegenes Walker-Carcinom zum Schwinden zu bringen. Wir verabfolgten daraufhin 36 Versuchstieren diese einmalige Dosis, um dann an den folgenden Tagen eine oder mehrere Beschallungen von 7 Minuten Dauer mit verschiedenen Intensitäten zwischen 1 und 2 W/cm<sup>2</sup> zu applizieren. Entsprechende unbeschaltete Kontrollen liefen mit.

In einer weiteren Versuchsserie wurden einer kleineren Anzahl (vorläufig 12 Tieren) von Ratten 2500 r (5 mal 500 r) gegeben, eine Dosis, bei welcher eine Resorption des kirschgroßen Tumors mit großer Wahrscheinlichkeit zu erwarten war, wie wir zuvor festgestellt hatten und bei der die Tiere meist eine völlige örtliche Epilation und eine mehr oder minder starke lokale exsudative Reaktion der bestrahlten Haut zeigten. Diese Tiere wurden außerdem noch einer oder mehreren Beschallungen der gleichen Intensität und Zeit, wie eben beschrieben, ausgesetzt, um festzustellen, ob die aufgetretenen Hautveränderungen dadurch verstärkt würden.

Unsere Versuche die laufend weitergeführt werden, lassen bis jetzt folgende vorläufigen Schlüsse zu:

1.) Die Haut der weißen Ratte, welche mit einer Röntgennahbestrahlungsserie, die zum Teil sogar eine Epilation und exsudative Reaktion hervorgerufen hatte, belegt worden war, zeigte nach zusätzlicher Anwendung von US keine Verstärkung des zuvor erhobenen Befundes.

2.) Beim Walker-Carcinom konnte folgendes beobachtet werden:

a) Bei Vorbehandlung mit einer sicher unzureichenden Röntgendosis (500 r in einer Sitzung) und ein- oder mehrmaliger Beschallung mit geringerer Intensität (ca 1-1,5 W/cm<sup>2</sup>) als derjenigen, die wir bei früheren Untersuchungen für die Zerstörung von Tumorgewebe als unbedingt erforderlich angegeben haben (1,7-2 W/cm<sup>2</sup>), konnten wir keine Heilungen erzielen. Die unzureichende Intensität des US konnte also nicht durch zusätzliche Röntgenbestrahlung ausgeglichen werden.

b) Bei Vorbehandlung mit einer sicher unzureichenden Röntgendosis (500 r in einer Sitzung) und einer einzigen Beschallung mit einer Intensität, die nach früheren Erfahrungen für die Zerstörung des Walker-Carcinomgewebes ausreicht (1,7 bis 2,0 W/cm<sup>2</sup>) waren die Heilungen gegenüber den nur in einer Sitzung beschallten Tieren nicht vermehrt.

c) Bei Vorbehandlung mit einer sicher unzureichenden Röntgendosis (500 r in einer Sitzung) und mehreren täglich aufeinanderfolgenden Beschallungen mit genügend hoher Intensität, stieg die Erfolgsziffer auf 50 % an, (bisher geprüft an 20 Tieren), eine Zahl, die wir zuvor nie erreichen konnten.

Ob dieser Anstieg auf die zusätzliche Röntgenbestrahlung oder auf die häufiger verabfolgten Beschallungen, die u.U. einen Ausgleich für die ungleichmäßige Beschickung bei nur einmaliger Anwendung von US schaffen könnten, zurückzuführen ist, läßt sich hieraus ohne weiteres nicht klären. Wir sind aber bemüht, an Hand von weiteren Versuchsreihen diese Frage soweit wie möglich einer Erklärung näher zu bringen.

Es bleibt aber auf jeden Fall auch für die kombinierte Tumorbehandlung die Forderung bestehen, das Carcinomgewebe mit möglichst hoher US-Intensität anzugehen, wenn man günstige Ergebnisse erzielen will. Diese Forderung ist aber erst dann sicher zu erfüllen, wenn wir über einwandfreie Dosierungsmöglichkeiten verfügen.

Die Untersuchungen wurden mit Hilfe der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft durchgeführt, der wir für ihre Unterstützung zu besonderem Dank verpflichtet sind.



## Tentativi di ultrasonoterapia nella otosclerosi.

E. ZAMBELLI

*Istituto di Radiologia dell'Università - Torino*

L'autore riferisce sui tentativi terapeutici con U.S. compiuti nell'Istituto di Radiologia della Università di Torino, su 11 pazienti affetti da otosclerosi.

Nelle ricerche personali l'autore ha usato un generatore ultrasonico di 960 kHz e successivamente un generatore provvisto di due vibratori di 1 000 e 3 000 kHz.

Nella condotta del trattamento ultrasonico sono stati presi in considerazione l'intensità (watt per  $\text{cm}^2$ ), la frequenza (kHz), il tempo, le modalità e la sede delle applicazioni, in rapporto alle eventuali reazioni del paziente alle modificazioni della sintomatologia soggettiva ed alle variazioni degli audiogrammi registrati prima, durante e dopo il trattamento.

I risultati ottenuti in questi primi tentativi possono così essere riassunti:

Casi trattati . . . . .	11
Casi con remissione dei disturbi soggettivi (acufeni, ronzii, ecc.) . . . . .	2
Casi con miglioramento soggettivo ed audiometrico dell'udito . . . . .	3
Casi peggiorati soggettivamente ed audiometricamente . . . . .	0

Non si è riscontrato parallelismo fra miglioramento dei disturbi soggettivi (acufeni, ronzii, ecc.) e quello audiometrico, poichè tali risultati si sono registrati in pazienti diversi.

*Manifestazioni riscontrate in rapporto ai fattori fisici impiegati:*

*Frequenza:* non si è potuta dimostrare a parità di intensità (watt per  $\text{cm}^2$ ) e di tempo di applicazione, una apprezzabile differenza dei risultati con frequenze di 960, 1 000, 3 000 kHz.

*Intensità:* i risultati positivi ottenuti si ebbero con intensità di 0,7-1,5 watt per  $\text{cm}^2$ . Con intensità superiori (2,5-3,5 watt per  $\text{cm}^2$ ) i pazienti avvertirono

per lo più molesto senso di vertigine e successivamente cefalee tardive. In nessun caso è stato continuato il trattamento con intensità tali da procurare disturbi ai pazienti, per evitare eventuali lesioni labirintiche.

*Tempo di esposizione:* è stato sperimentato, con intensità tollerate, un tempo di applicazione variabile da 3 a 10 minuti rilevando in taluni soggetti, con esposizioni giornaliere di oltre 5 minuti, qualche disturbo tardivo (cefalee) ed in qualche caso peggioramento transitorio dell'udito, per cui il tempo di applicazione venne ridotto.

I casi con risultato terapeutico positivo subirono un trattamento di 3-6 minuti al giorno con un totale di 10-15 applicazioni.

Nei casi con esito negativo anche dopo 20 applicazioni non si ebbero variazioni apprezzabili della sintomatologia.

*Sede e modalità di applicazione:* si è tentato in un primo tempo di praticare le applicazioni mediante un « modello » di sostanza plastica (cera molle, plastilina) da applicarsi nella regione periauricolare in maniera da formare una coppa contenente del liquido, così da creare una colonna trasmittente entro il condotto uditivo. Questi tentativi sono stati abbandonati per imperfetta tenuta dei modelli. Le applicazioni vennero perciò effettuate sulla regione antistante il trago e sulla regione mastoidea (tenendo ribattuto in avanti il padiglione dell'orecchio), curando la massima adesione del vibratore mediante vasellina.

La testa del vibratore non superava i 3 cm di diametro per evitare dispersioni di energia. L'orientamento del piano del vibratore venne aggiustato in maniera da risultare presumibilmente perpendicolare al grande asse della piramide per non trasmettere il fascio ultrasonico possibilmente oltre l'organo dell'udito.

Per quanto concerne l'applicazione stazionaria o con massaggio, possiamo dire che nei casi con risultato positivo venne effettuato il trattamento con vibratore fisso, mentre nei casi negativi vennero sperimentati i due metodi senza apprezzabili differenze di risultato anche elevando l'intensità a 3,5 watt per cm<sup>2</sup>.

Volendo concludere, l'autore ritiene che il trattamento ultrasonico debba essere tentato nella otosclerosi poichè, sia pur in un numero limitato di casi (20-25%), si possono ottenere miglioramenti della funzione uditiva o dei disturbi soggettivi.

Dato il limitato numero di pazienti trattati l'autore non è in caso per ora di fornire un criterio di scelta dei casi presumibilmente influenzabili dal trattamento ultrasonico. Sono pertanto in corso negli Istituti di Radiologia e di Otorinolaringologia della Università di Torino ricerche anatomo-radiografiche (ZAMBELLI e CAMPI) e cliniche (CAMPI e MORETTO) dirette in questo senso.

Circa le modalità del trattamento, l'autore consiglia di praticare applica-

zioni giornaliere stazionarie in due campi (regione antistante il trago e regione mastoidea) con vibratore di 800-1000 kHz che consente l'optimum di assorbimento a livello delle formazioni dell'orecchio medio, con intensità non superiori ad 1-1,5 watt per  $\text{cm}^2$  e con tempi di applicazione non superiori ai 3-6 minuti giornaliere onde evitare eventuali disturbi soggettivi e possibili lesioni locali (emorragie, fenomeni regressivi) già segnalati del resto in animali da esperimento con dosaggio relativamente modesto.

## Sulle proprietà immunbiologiche di alcune sospensioni batteriche dopo trattamento ultrasonico.

E. ZAMBELLI

*Istituto di Patologia Speciale Medica dell'Università - Torino*

G. ANGELA e L. CAMPI

*Istituto di Radiologia dell'Università - Torino*

Gli autori ricordano le recenti ricerche condotte con U.S. in campo immunbiologico, rilevando la relativa discordanza dei reperti imputabile indubbiamente alla tecnica usata dai vari autori ed alle diverse caratteristiche degli apparecchi, che comportano le più disparate variazioni dei dati fisici e di dosaggio.

Nelle ricerche personali hanno voluto studiare le proprietà immunbiologiche di alcune sospensioni batteriche trattate con U.S..

### Ricerche personali.

Nelle esperienze personali sono stati impiegati stipiti batterici della collezione dell'Istituto di Patologia Speciale Medica, e precisamente: Stafilococco aureo di Oxford, Streptococco emolitico B, gruppo A, tipo III, *Pseudomonas aeruginosa* (piociano), *Klebsiella pneumoniae* (Friedländer).

Sospensioni batteriche varie da germe a germe (vedi protocolli) in soluzione fisiologica, raccolte in un recipiente di vetro di circa 200 cm<sup>3</sup> mantenuto refrigerato vennero trattate con un vibratore ultrasonico oscillante a 960 000 periodi al secondo (960 kHz) con una intensità di 20 watt totali, per un periodo di tempo variante da 45 a 60 min.

Con prelievi delle sospensioni trattate vennero seminate piastre di agar-sangue che rivelarono totale o presso a che totale sterilizzazione delle sospensioni; queste vennero in seguito inoculate nella vena marginale dell'orecchio di conigli in dosi da 1 cm<sup>3</sup> a 0,25 cm<sup>3</sup>. Altri animali vennero iniettati con liquido di centrifugazione delle sospensioni stesse (Piociano e Friedländer).



Dopo 15 giorni in tutti gli animali vennero dosate le agglutinine con la tecnica di Kalbak. Per gli animali con agglutinazione positiva vennero inoltre praticate le prove di protezione inoculando per via endovenosa sospensioni di germi vivi a dosi sicuramente mortali.

### Protocollo degli esperimenti.

*Stafilococco aureo*: sospensione 1 000 000 000 di germi per  $\text{cm}^3$ ; trattamento con 960 kHz, 20 watt totali, 45 min.

Inoculazione	1	$\text{cm}^3$	Agglutinazione dopo 15 giorni	fino	1/5120
»	0,50	»	»	»	»
»	0,25	»	»	»	»

*Streptococco emolitico*: sospensione 500 000 000 germi per  $\text{cm}^3$ ; trattamento con 960 kHz, 20 watt totali, 45 min.

Inoculazione	1	$\text{cm}^3$	Agglutinazione dopo 15 giorni	fino	1/2560
»	0,50	»	»	»	»
»	0,25	»	»	»	»

*Piociano*: sospensione 1 000 000 000 di germi per  $\text{cm}^3$ ; trattamento con 960 kHz, 20 watt totali, 45 min.

Inoculazione	1	$\text{cm}^3$	Agglutinazione dopo 15 giorni	fino	1/1280
»	0,50	»	»	»	»
»	0,25	»	»	»	»

*Friedländer*: sospensione 500 000 000 germi per  $\text{cm}^3$ ; trattamento con 960 kHz, 20 watt totali, 45 min.

Inoculazione	0,50	$\text{cm}^3$	Agglutinazione dopo 15 giorni	fino	1/2560
»	0,25	»	»	»	»

*Piociano*: sospensione e trattamento U.S. come sopra, centrifugazione. Inoculazione del liquido di centrifugazione ( $4 \text{ cm}^3$ ).

Agglutinazione dopo 15 giorni: negativa.

*Friedländer*: sospensione e trattamento come sopra, centrifugazione. Inoculazione del liquido di centrifugazione ( $4 \text{ cm}^3$ ).

Agglutinazione dopo 15 giorni: negativa.

*Prove di protezione negli animali con agglutinazione positiva.* — Inoculazione di  $1 \text{ cm}^3$  di sospensione batterica non trattata.

Reazioni morbose; segni di sofferenza nel coniglio inoculato con Friedländer; nessuna reazione negli altri animali.

I protocolli riportati rivelano un elevato potere antigenico nelle sospensioni batteriche trattate con U.S. con tecnica appropriata.

Manca per contro la formazione di anticorpi negli animali iniettati con liquido di centrifugazione delle sospensioni trattate.

Questo fatto, già segnalato da CHAMBERS e WEIL può presumibilmente

spiegarsi con due ordini di fattori: 1) insufficiente durata del trattamento, per cui non si è avuta una liberazione di proteine idrosolubili (seconda frazione secondo le recenti ricerche di HARRIS), fatto che potrebbe essere invocato nel nostro caso non essendosi protratto il trattamento oltre i 60 minuti; 2) eccessiva esposizione con inattivazione totale batteriologica immunbiologica e tossica della sospensione (documentata da VIOLE con trattamenti molto prolungati). Questo fenomeno non sembra applicabile comunque alle nostre ricerche poichè le sospensioni trattate e non centrifugate si dimostrano per contro molto attive antigenicamente.

Concludendo dunque si può affermare in base alle nostre ricerche ed a quelle degli autori che ci hanno preceduto (CHAMBERS e FLOSDORF, CHAMBERS e WEILL, HARRIS, VIOLE, BOSCO ed altri) che le sospensioni batteriche possono essere inattivate batteriologicamente mantenendo inalterate le proprietà immunbiologiche, così da poter essere utilizzate come vaccini.

Con tecnica e mezzi fisici da noi impiegati (vedi protocolli) non si nota la liberazione di sostanze (proteine) idrosolubili con proprietà immunizzanti, che appaiono legate quindi al lisato batterico e non al liquido di centrifugazione della sospensione trattata. Le recenti ricerche di HARRIS che avrebbero dimostrato con altra tecnica la possibilità di liberare varie frazioni idrosolubili con proprietà immunizzanti e quelle di VIOLE che dimostrerebbero una progressiva inattivazione prima batteriologica e successivamente anche immunitaria e tossica delle colture trattate, in rapporto alla durata del trattamento U.S., prospettano in questo campo nuove interessanti possibilità di ricerca, pur richiedendo ulteriore conferma.

Resta dimostrata comunque la possibilità di produrre vaccini con alto potere antigenico ed immunizzante, mediante appropriato trattamento ultrasonico di varie sospensioni batteriche.

N.B. — Il lavoro con estesa trattazione e rassegna bibliografica verrà pubblicato in *Arch. Scien. Med.*, 1950).

## Ricerche sull'azione degli ultra-suoni nei germi della pelle.

E. ZAMBELLI e P. TRINCHIERI

*Istituto di Radiologia dell'Università - Torino*

In queste nostre esperienze abbiamo voluto studiare l'azione degli ultrasuoni sui germi della pelle per controllarne il potere batteriolitico in rapporto alle possibili applicazioni nelle affezioni microbiche cutanee.

### Metodica personale.

Il microbismo cutaneo è stato studiato con la tecnica proposta da NEGRO e collaboratori, già utilizzata da uno di noi in altre ricerche (TRINCHIERI e NEGRO): da piastre di agar-brodo-cavallo sterili sono stati ricavati mediante apposito stampo, dei quadrati delle dimensioni di 4 cm<sup>2</sup>.

Con una spatola metallica i quadrati vengono raccolti dalla piastra e depositi su strisce di carta sterile di poco più larga dei quadrati stessi; questi vengono posti a contatto diretto della cute del braccio (superficie anteromediale) e mantenuti in sito per 5 minuti esercitando una leggera trazione con i due lembi estremi della carta per favorirne l'adesione. Si stacca quindi la carta, e con la spatola si depone il quadrato di agar con la superficie seminata rivolta in alto, entro una piastra sterile che viene in seguito incubata in termostato a 37 °C per 48 ore, dopodichè si pratica la conta delle colonie sviluppatesi su ciascun quadrato. Il numero delle colonie diviso per quattro fornisce l'indice microcutaneo. Secondo le ricerche di NEGRO e collaboratori, gli indici microcutanei così determinati variano da regione a regione del corpo e da ora ad ora. Per la regione del braccio questo autore ha trovato indici che vanno da 20, a 1, con una media però relativamente stabile sul 6.

Con questo metodo abbiamo determinato l'indice microcutaneo in 4 punti vicini del braccio, due per i controlli e due sulle superfici sottoposte al vibratore ultrasonico.

Per il trattamento ultrasonico è stato impiegato un generatore provvisto di un vibratore di quarzo del diametro di 3 cm oscillante a 960 kHz al secondo (960000 periodi) e della potenza massima di 30 W totali, e successivamente

un apparecchio provvisto di due vibratori rispettivamente di 1000 kHz con potenza massima di 2,5 W per cm<sup>2</sup> e di 3000 kHz, con potenza massima di 3,5 W per cm<sup>2</sup>.

Prima sterilizzazione della testa del vibratore in alcool e successivamente in etere per 30 minuti, questa viene appoggiata direttamente senza interposizione di grassi o vaselina sulla superficie anteromediale del braccio che per la sua plasticità a muscolatura rilasciata e per l'assenza di peli, favorisce l'adesione pressochè completa del vibratore. In questo modo una parte dell'energia vibrante, mancando l'adesione totale alla cute, viene dispersa; pur tuttavia ci è sembrato indispensabile non interporre sostanze grasse per non alterare con mezzi estranei la flora microbica locale.

Nelle nostre esperienze abbiamo fatto variare il tempo di applicazione da 5 min a 40 min, la potenza da 1 a 3,5 W per cm<sup>2</sup>, la frequenza da 960 a 1000 e 3000 kHz.

### Rilievi personali.

Dai protocolli riportati se ne deduce che:

1) Con frequenze da 960 fino a 3000 kHz, e con potenza e tempo di esposizione usati comunemente in terapia ultrasonica si ha costantemente sulla cute un effetto battericida.

2) A parità di tempo di esposizione la potenza agisce in senso apparentemente paradossale fino ad un determinato limite, vale a dire con 1,5-2 W si nota un'azione battericida meno evidente che non con le potenze inferiori (1 W), mentre con potenze elevate (3,5 W), che sorpassano con contatto stabile i limiti di tolleranza della cute, si ha in 5 minuti la formazione di grosse fittine sul punto di contatto del vibratore ed una fortissima inibizione dello sviluppo batterico che può giungere in qualche caso fino alla sterilizzazione.

3) A parità di potenza prolungando l'esposizione si ottiene una progressiva diminuzione degli indici microcutanei che in 30-40 min sia con 1 che con 1,5 W, può giungere fino alla sterilizzazione della superficie cutanea trattata.

4) A parità di tempo di esposizione e di potenza la maggior frequenza esplica una più spiccata azione battericida in superficie.

Per spiegare la relativa minor inibizione del microbismo con potenze intermedie di 1,5-2 W per cm<sup>2</sup> e brevi esposizioni si possono a nostro avviso invocare due fattori:

1) Il modico aumento della temperatura locale che può favorire lo sviluppo microbico esplicando azione antagonistica al fattore meccanico vibratorio degli ultrasuoni. Ricorderemo a tale proposito le ricerche di CANUTO che con l'applicazione di fanghi a 40-45 °C, ebbe a notare un aumento del 40% nello sviluppo del microbismo cutaneo (mentre fattori fisici che inducono



un aumento di temperatura di 60-70 °C ne determinavano una diminuzione).

2) Il micromassaggio più vigoroso può far affiorare germi situati in profondità o nelle ghiandole e che per brevi periodi di trattamento non possono venire completamente distrutti dagli U.S..

### Conclusioni.

1) Dal punto di vista strettamente batteriologico, le nostre esperienze dimostrano chiaramente che l'effetto battericida degli U.S. è direttamente proporzionale al tempo di esposizione ( $t$ ), alla intensità ( $W$ ) ed alla frequenza (kHz).

2) Questi risultati, portati in campo clinico, ci consentono di stabilire che con alte frequenze (960-1000-3000 kHz) e con intensità tollerate dalla cute (1-2 kHz per cm<sup>2</sup>) si possono ottenere effetti batteriolitici direttamente proporzionali alla durata del trattamento, ed alla frequenza. Questa constatazione assume notevole interesse poichè fornisce una base sperimentale al trattamento delle forme microbiche cutanee e del derma, in considerazione anche dell'effetto in profondità esplicato dagli ultrasuoni, che con frequenze che si avvicinano a quelle da noi usate (800 periodi) può giungere secondo le ricerche di POHLMANN da 3 a 6 cm a seconda del tessuto irradiato, e con 3000 kHz ad 1,5-2 cm di profondità. Questa batteriolisi cutanea potrebbe favorire inoltre l'instaurarsi di processi immunitari locali che, con le modificazioni circolatorie determinate da micromassaggio, potrebbero così renderci ragione dell'azione risolvante degli ultrasuoni nei processi infiammatori (foruncoli, idrosadeniti, piodermi) della cute e del derma, già segnalate da FUCHS e BUCHTALA, KEMPER ed altri.

N.B. — Il lavoro verrà pubblicato con estesa documentazione bibliografica in *Arch. Scienze Med.*, 1950).

## Die Radiculäre Beschallung.

W. ZINN und V. SONNENSCHNEIN

*Aus der Praxis Dr. K. Neuhaus, Gretzenbach (Sol.)/Schweiz.*

Nachdem wir mehrere Monate lang mit dem Ultraschall gearbeitet hatten, mußten, wir einsehen, daß die Resultate, besonders bei den Gelenkskrankheiten, mit lediglich lokal appliciertem Ultraschall gerade so wechselnd waren, wie es schon die verschiedenartigen Literaturangaben hatten erwarten lassen. Da brachten uns Beobachtungen an einem Bechterew-Kranken, dessen Ellenbogen- und Handgelenkschmerzen unter der Halswirbelsäulenbehandlung verschwanden,



Abb. 1. — Hand einer 72-jährigen Rheumatikerin beim Versuch des Faustschlusses, links vor und rechts während der radiculären Beschallung von C 7 und C 8.

den, auf die Idee, auch dessen typische, unerträgliche Fußschmerzen segmental anzugehen. Während diese Fußschmerzen auf die lokale US-Behandlung (fest-

stehender Behandlungskopf und Streichmassage) kaum reagiert hatten, verschwanden sie während der Beschallung der Wurzeln L 4-S 2 fast augenblicklich und blieben nach mehreren derartigen Applikationen ganz weg. Diese Beobachtung und verschiedene Überlegungen führten uns dazu, auch bei den anderen Gelenkkrankheiten in gleicher Weise zu verfahren. Wir ließen die Patienten während der radiculären Beschallung ihre erkrankten Gelenke aktiv bewegen und stellten eigentlich immer eine deutliche bis erhebliche Verbesserung der Exkursionsfähigkeit fest. Das Spannungsgefühl ließ nach, die vorher harten und gespannten Muskeln wurden weich und gaben nach. Parallel damit nahmen die Schmerzen ab. Die Abb. 1 zeigt z.B. die Hand einer 72-jährigen Rheumatikerin beim Versuch des Faustschlusses vor und während der Beschallung von C 7 und C 8. Wir erkannten so die detonisierende Wirkung der radiculären Beschallung auf den Skelettmuskel. Es erwiesen sich denn auch jene Erkrankungen als dankbarstes Anwendungsgebiet dieser Methode, bei welchen dem Hypertonus eine u.E. pathogenetische Rolle zukommt.

## Resultate.

Die Ergebnisse der über ein Jahr lang angewandten Methode werden in der ersten Tabelle gezeigt, womit gleich die von uns vor allem und systematisch bearbeiteten Indikationen genannt sind.

Die eindrucksvollste Erfolgverbesserung erlebten wir bei der *chronischen Polyarthrits rheumatica*. Vor Beginn der Behandlung wird möglichst vollständig focalsaniert. Die gründliche Focalsanierung stellt nach unseren Erfahrungen eine Vorbedingung, wenn natürlich auch nicht Garantie für den Erfolg dar. Nur durch sie und schonendes Vorgehen bei der US-Therapie lassen sich Recidive und Schübe auf ein Minimum beschränken. Wenn man Pat. mit latenter und manifester Herzdekompensation ausnimmt, sind wirklich dankbare Erfolge zu erzielen. Natürlich lassen wir zum geeigneten Zeitpunkt aktive Bewegungsübungen machen. Acute und subacute Rheumatiker werden nicht beschallt.

Ebenfalls entscheidend verbessern konnten wir die Resultate bei der *Spondylose* und mit ihr wohl in Zusammenhang stehenden Krankheitsbildern. Hierzu rechnen wir u.a. die *cervico-brachialen Syndrome*, d.h. die «*Periarthritis humero-scapularis*» und die *Epicondylitis* (mit gewissen Ausnahmen natürlich) u.a. Hierher gehören wohl auch die *Heberdenschen Knoten*; wir sahen jedenfalls bisher noch keinen derartigen Fall, bei welchem wir nicht spondylo-tische Veränderungen an der Halswirbelsäule hätten nachweisen können. Viele sogenannte *Neuralgien* entsprechen der segmentalen Ausbreitung des «Tiefenschmerzes» von LEWIS und KELLGREN und sind über Erwarten oft durch spondylo-tische Veränderungen bedingt. Sie werden mit sicherem Erfolg aus-

KRANKHEIT	Gesamtzahl der behan- delten Fälle	Geheilt od. sehr gut gebessert, schmerzfrei	obj. und subj. deutlich gebessert	Kein oder unbefriedigender Erfolg od. Recidiv	Zahl der Us-Sitzg. Durch- schnitt	Abstand d. Sitzg. voneinander, d.h. Zahl der Sitzg. pro Woche
Polyarthrititis chron. rheum.	67	31 (46%)	27 (40%)	9 (14%)	10-30	1-3
M. Bechterew	2	—	2	—	30	1-3
Spondylosen der BWS u. LWS	57	28 (49%)	22 (39%)	7 (12%)	8-12	1-2
Spondylosen der HWS und sog. Halswirbelsyn-drome mit						
a) Periarthritis humerosca- pularis od. Omarthrosen	48	20 (42%)	17 (35%)	11 (23%)	12-15	2
b) Epicondylitis	10	5 (50%)	3 (30%)	2 (20%)	8-12	2
c) Heberdenschen Knoten	8	7 (87%)	1 (13%)	—	10-15	2-3
d) Armeuralgien, Migräne od. nur Nackenschmerzen	21	11 (52%)	7 (34%)	3 (14%)	12	1-2
Coxarthrosen	53	9 (17%)	29 (55%)	15 (28%)	15-30	1-2
Gonarthrosen	47	17 (35%)	19 (41%)	11 (24%)	10-15	1-2
Arthrosen der Sprunggelenke	6	4 (66,6%)	2 (33,3%)	—	12	2-3
Schwere Polyarthritiker	23	6 (26%)	11 (48%)	6 (26%)	15-25	1-2
Insgesamt	342	138 (40%)	140 (41%)	64 (19%)	11	1-3

Abschluß der Behandlung spätestens 1.II.1950. Dauer der Nachbeobachtung: 4-11 Monate. Alle Beschallungen durch den Arzt.



schließlich radiculär beschallt. Über Lumbago und Ischialgie wird getrennt berichtet (SONNENSCHNEIN und ZINN).

Verlassen wir die Wirbelsäule und wenden uns den *Arthrosen* der Extremitätengelenke zu, so sehen wir, daß hier ebenfalls die Erfolgssicherheit unserer Schalltherapie durch Hinzunahme der radiculären Beschallung vergrößert wird.

Bei diesem Leiden spielt der Hypertonus sicher eine größere Rolle als bisher anerkannt.

Auf anderen Gebieten haben wir erst eine zu kleine Zahl von Patienten behandeln können, als daß heute schon ein fundiertes Urteil möglich wäre. Doch erwiesen sich z.B. Versuche bei Hemiplegikern, die allerdings nicht über 55 Jahre alt waren, als ermutigend. Hier wurden die Innervierungsübungen ganz wesentlich erleichtert und sehr schöne Fortschritte in relativ kurzer Zeit erzielt. Bei spastischen Folgezuständen der Poliomyelitis und bei der Diplegia spastica Little dürfte der Ultraschall und insbesondere die radiculäre Beschallung, nach dem was wir bisher sahen, wohl noch eine Rolle spielen.

Ferner haben wir schöne Erfolge erzielen können bei den meist mehr oder weniger muskulär bedingten Bewegungseinschränkungen nach Frakturen und chirurgischen Eingriffen an Knochen und Gelenken. Organkrankheiten konnten bisher noch nicht bearbeitet werden. Beim Ulcus cruris, der Thrombophlebitis und vielen anderen, sonst dankbaren US-Indikationen kam der radiculären Beschallung keine wesentliche Wirkung zu.

Im Großen und Ganzen ist die radiculäre Beschallung umso wirksamer, je ausgeprägter der muskuläre Hypertonus und je weniger weit schon die Athrophie vorgeschritten ist.

Kommen wir kurz zu der

## Technik.

Wir beschallen meist mit feststehendem Schallkopf, unmittelbar seitlich des Dornfortsatzes, im Halsbereich auch von lateral her. Die drei Skizzen geben eine gewisse Orientierung über die Lageverhältnisse und Einstrahlrichtung. *Dosierung* 0,1-0,6 W/cm<sup>2</sup> Dauerschall oder 0,5-2,0 W/cm<sup>2</sup> Impulsschall (Tastverhältnis meist 1/10). Dauer pro Wurzel gewöhnlich eine Minute. Bei den rheumat. und degenerativen Gelenkskrankheiten ist nebenher meist die Lokalbehandlung weiter notwendig, bei uns erfolgt sie teils wie üblich mit bewegtem, teils mit feststehendem Behandlungskopf und niedrigen Energien.

Auf der Tabelle 2 zeigen wir noch diejenigen Segmente, deren radiculäre Beschallung sich bei den Gelenkkrankheiten als wirksam und notwendig erwies. In Bezug auf die Skelettmuskulatur deckt sich zum größten Teil die motorische und sensible Innervation. Man kann sich daher an die in den Lehrbüchern angegebenen Schemata halten, muß aber wissen, daß sie die motorische Inner-

vation bezeichnen und die bei der rad. Beschallung wirksame Zone breiter ist.

Über unsere Erfahrungen mit *Impulsschall* kann ich bisher unter allem Vorbehalt nur Folgendes sagen: Wir behandeln lieber mit feststehendem Be-



Abb. 2. – Lendenwirbel und austretende Nervenwurzel (schematisch).

Abb. 3. – Halswirbel und austretende Nervenwurzel (schematisch).

Abb. 4. – Horizontalschnitt durch den 6. Halswirbel (Nach Braune).

handlungskopf, u.a. auch, weil diese Methode mindestens besser reproduzierbar ist. Wollten wir nun bei feststehenden BHK eine größere Amplitude (also höhere Energie) anwenden, so mußten wir die Schmerzwirkung des Ultraschalls

## II. TABELLE DER SEGMENTE.

Es ergeben sich für die Gelenke vorwiegend folgende Wurzeln:

Schultergelenk	C3 – D5
Ellenbogengelenk	C3 – D5
Hand- und Fingergelenke	C4 – D2
Hüftgelenk	ca D10 – S1
Kniegelenk	ca D10 – S1
Fußgelenke	L4 – S2

herabsetzen. Aus diesem Grunde baten wir Dr. BORN vor einem Jahre, uns den Impulsbetrieb in seinen Apparat mit einzubauen, was später serienmäßig

erfolgte. In einjähriger Arbeit gewannen wir den Eindruck, daß der Grad der während der radiculären Beschallung zu beobachtenden Detonisierung abhängig ist von der Größe der Schwingungsamplitude. Zweitens haben wir den Eindruck, daß bei der Coxarthrose, wenn man von drei Punkten aus und mit feststehendem Behandlungskopf (BUCHTALA) behandelt, der Impulsschall ( $2,0-2,5 \text{ W/cm}^2$  u. Tastverhältnis  $1/10-1/5$ ) dem Dauerschall ( $0,2-0,5 \text{ W/cm}^2$ ) überlegen zu sein scheint. Vielleicht können wir die Behandlung mit Impulsschall in einem bis zwei Jahren einmal statistisch auswerten. Zum Impulsschall ist aber auch zu sagen, daß eine größere Amplitude einen stärkeren Reiz darstellt. Ob die Unterbrechung der Schallwelle oder die Vibration des Behandlungskopfes einen zusätzlichen therapeutischen Faktor darstellt, bleibe dahingestellt.

Es bleibt nun noch unsere Aufgabe, uns mit der

### Wirkungsweise

der radiculären Beschallung auseinanderzusetzen. Wie schon erwähnt, besteht sie im Wesentlichen in einer Detonisierung der Skelettmuskulatur. Diese Wirkung ist auch diejenige, die am meisten in die Augen springt. Durchschneidungsversuche, von DE BOER, DE BARENNE, JANSMA, KURÉ und Mitarbeitern, LANGELAAN u.a. zeigten, daß die beste und andauerndste Tonusherabsetzung durch Durchschneidung der Hinterwurzeln erzielt wird. Demnach steigen die sensiblen Reize durch die Hinterwurzeln zu den Tonuszentren auf, die tonische Innervation erfolgt auch nach neueren Untersuchungen (HÄGGQUIST, KUFFLER) wohl ausschließlich über die vordere Wurzel.

Der Segmentbereich, von welchem aus die Detonisierung bei der rad. Beschallung zustandekommt, ist breiter als derjenige der motorischen Innervation. Aber auch aus vielen anderen Gründen, auf die wir hier nicht eingehen können, ist wahrscheinlich, daß die deutliche und nachhaltige tonusvermindernde Wirkung des Ultraschalls über die hintere Wurzel, d.h. afferente Fasern und ein Zentrum zustandekommt.

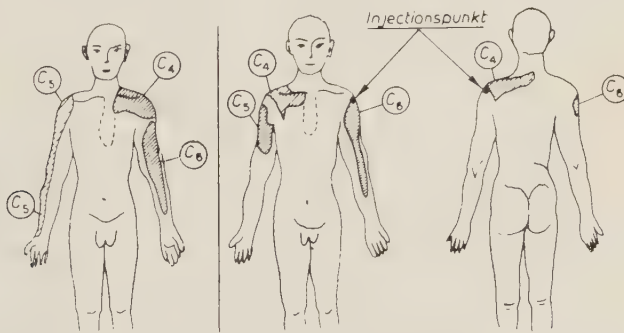
Sicher wirkt der Ultraschall u. die rad. Beschallung auch auf das vegetative System. WACHSMUTH hat z.B. am letztjährigen Kongreß in Erlangen die gefäßdilatorische Wirkung durch seine arteriographischen Aufnahmen dargestellt. Auch unsere Rheumatiker zeigen regelmäßig eine Verbesserung der Hautdurchblutung usw. Daß auch auf die Organe ein Einfluß ausgeübt wird, haben wir schon wiederholt gehört, zuletzt wurde hauptsächlich von STUHLFAUTH darauf hingewiesen. Jedoch ist weder nach unseren eigenen noch nach den Beobachtungen anderer Autoren anzunehmen, daß der US direkt über den motorischen Schenkel des vegetativen Systems agiert, wahrscheinlicher ist auch hier eine reflektorische Wirkung. Abgesehen von anderen Erwägungen wäre sonst garnicht einzusehen, warum nicht in allen Fällen die

rein lokale Applikation des US die besten therapeutischen Resultate haben sollte.

Wenn wir den neuralen Wirkungsmechanismus des US weiter klären wollen, so müssen wir uns fragen, über welche Fasern der durch den Ultraschall ausgeübte Reiz vermittelt werden könnte. Da von vielen Seiten immer wieder der analgesierende Effekt hervorgehoben wurde, stellt sich die Frage, ob der Ultraschall bei geeigneter Dosierung analgesierend auf die sensiblen Nervenendigungen wirkt oder die Schmerzschwelle zu erhöhen vermag. Obwohl wir erst im Anfang diesbezüglicher Versuche stehen, seien doch einige Beobachtungen hier mitgeteilt:

a) Mechanisch durch Nervendruck ausgelöste Schmerzen konnten niemals gelindert werden, einerlei ob radiculär, proximal oder distal von der Druckstelle beschallt wurde.

b) Am Patienten konnten mechanisch bedingte Schmerzen nur dann



nach FOERSTER

nach HEAD

Abb. 5. — Schema der Oberflächensensibilität (C 4 bis C 6).

beeinflusst werden, wenn durch den US die mechanischen Verhältnisse geändert werden (siehe Bandscheibenprolaps).

c) Wundschmerzen an frischen Wunden ließen sich ebenfalls nicht deutlich beeinflussen.

d) Chemisch ausgelöste Schmerzen konnten weder an Stärke noch an Dauer herabgesetzt werden. Wir gingen dabei nach LEWIS und KELLGREN folgendermaßen vor: Wir injizierten 0,1 cm<sup>3</sup> 6% ige Kochsalzlösung einmal in die Haut im Bereiche von C 5-C 6 (siehe Skizze), wobei lokal an der Injektionsstelle ein Schmerz entsteht. Ein anderes Mal injizierten wir in oder auf das Periost der Fossa infraspinata. Hierbei entsteht der Tiefenschmerz auf der Außenseite des Oberarms, welcher C 5-C 6 entspricht (siehe Skizze) und die Schmerzsymptome einer « Periarthritis humero-scapularis » vortäuscht. Beide Versuche wurden jeweils an fünf intelligenten Versuchspersonen vorgenommen. Zuerst wurde immer links injiziert und die Reaktion ohne Beschallung registriert.



Danach wurde rechts injiziert und in verschiedenen Versuchsreihen in folgender Weise beschallt: lokal Reizort; lokal die Stelle, auf welche der Schmerz projiziert wird (nur im 2. Fall differierend); Wurzeln C 5-C 6; nacheinander Wurzeln C 2-D 3; schließlich die Gegend des Ganglion stellatum. Schmerzdauer und Schmerzintensität wichen in keinem Fall merkbar von der unbeschallten Seite ab.

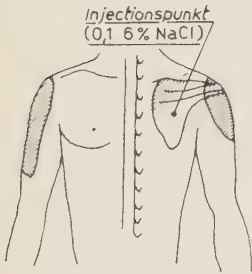


Abb. 6. — Injektionsstelle in der Fossa infraspinata und Ausbreitungsgebiet des Schmerzes (sog. Tiefenschmerz C5-C6) (nach KELLGREN).

Andere Versuche werden folgen. Weder klinische Beobachtungen noch unsere bisherigen Experimente ergaben jedenfalls einen stichhaltigen Anhalt für eine direkte (echte) analgiesierende Wirkung auf die Schmerzempfindung.

In zweiter Linie kämen Fasern, die Tast- oder Temperatureindrücke vermitteln, als Reizüberträger des Ultraschalls in Frage. Anhaltspunkte für eine Einwirkung auf diese Bahnen liegen unseres Wissens bisher nicht vor. Gleichwohl werden wir hierüber demnächst Versuche anstellen.

Schließlich bleiben afferente vegetative Bahnen. Wenn wir die Hirnnerven ausnehmen, so verlaufen diese Fasern nach REIN ohne Schaltstellen über die hintere Wurzel. Die Engländer (LEWIS, KELLGREN u.a.) haben bewiesen, daß gewisse sensible Bahnen die gleichen Wege benutzen wie die sympathischen, sich aber von ihnen durch histologische und physiologische Eigenschaften unterscheiden. Dies sind z.B. die Schmerzfasern der Organe. Sie verlaufen über die Grenzstrangganglien, die weissen Rami communicantes und die hintere Wurzel in das Rückenmark und sind auch verantwortlich für schmerzlindernde oder schmerz erzeugende Wirkung gewisser Eingriffe am Grenzstrang und seinen Ganglien. Von englischen Autoren werden diese Fasern als nicht mehr dem sympathischen System zugehörig bezeichnet. Untersuchungen, die sich auf diese hier kurz gestreiften Bahnen beziehen, dürften sich schwierig gestalten.

Wenn wir auch heute noch nicht wissen, über welche Fasern im einzelnen die neuralen Wirkungen des Ultraschalls erfolgen, so läßt sich doch zusammenfassend sagen, daß die bisherigen klinischen und experimentellen Beobachtungen für eine Beeinflussung zentralgesteuerter Funktionen über afferente Bahnen sprechen. Die Dämpfung übererregter muskulärer Tonuszentren hebt sich dabei besonders heraus. Sie erklärt nicht nur einen großen Teil der therapeutischen Effekte, sondern kann auch als Wegweiser bei der Indikationsstellung dienen. Mit Ausnahme der Hirnnerven und gewisser peripherer Schaltstellen verlaufen alle für reflektorische Wirkungen in Frage kommenden afferenten Bahnen, soweit gesichert, über die hintere Wurzel. Daher bemühen wir uns, dieselbe direkt anzuschallen, zumal wir im Ultraschall einen Reiz in die Hand bekommen haben, der sich gut zielen läßt und dabei in der Hand des Geübten

und Erfahrenen als ungefährlich bezeichnet werden kann. Unsere Behandlungsergebnisse scheinen uns dabei recht zu geben.

Wir sind nicht in der glücklichen Lage, an einer Klinik arbeiten zu können. Die hier aufgezeigten Beobachtungen, Ergebnisse und Überlegungen sollen die Kliniker zur Nachprüfung anregen, noch mehr aber die Physiologen und physiologischen Chemiker, sich endlich mehr des Ultraschalls anzunehmen. Denn nur von ihnen kann Klarheit in der hier angedeuteten Richtung neuraler Wirkungen erwartet werden.

### LITERATUR

- DE BARENNE: *Pflüger's Archiv*, **166**, (1916).  
 DE BOER: *Zeits. f. Biol.*, **65**, (1915).  
 V. BUCHTALA: *Mündliche Diskussionsbemerkungen am Erlanger Ultraschall-Kongress* (1949).  
 H. HÄGGQUIST: *Zeits. f. mikroskop.-anat. Forschung*, **44**, 169 (1938).  
 H. HÄGGQUIST: *Zeits. f. mikroskop.-anat. Forschung*, **44**, 169 (1938); *Acta med. Scand.*, **104**, 8 (1940).  
 JANSMA: *Zeits. f. Biol.*, **65**, (1915).  
 J. H. KELLGREN: *Textbook of the Rheumatic Diseases* (edited by W. S. C. Copeman E. u. S. Livingstone Ltd., Edinburgh, 1948).  
 ST. W. KUFFLER: *Journ. Neurophysiol.*, **10**, (1947).  
 KURÉ und MITARBEITER: *Zeits. f. d. ges. exp. Med.*, **1/4** (1922).  
 LANGELAAN: *Verh. Koninklijke Akad. v. Wetensch. Amsterdam*, **24**, Nr. 1.  
 T. LEWIS und J. H. KELLGREN: *Clin. Science*, **4**, 47 (1939).  
 T. LEWIS: *Pain* (Macmillan Co., New York, 1942).  
 REIN: *Lehrbuch der Physiologie* (Springer, Berlin, 1938).  
 K. STUHLFAUTH: zitiert nach Vortragsreferat von H. SCHREIBER: *Ärzt. Praxis*, **16**, 2 (1950).  
 W. WACHSMUTH: *Der Ultraschall in der Medizin*, (Kongressbericht der Erlanger Ultraschall-Tagung, Zürich, Hirzel, 1949), S. 245.  
 W. ZINN u. V. SONNENSCHNIG: *Dtsche. med. Wschr.* **75**, 877 (1950).



# COMUNICAZIONI PRESENTATE AL CONVEGNO

## ORDINATE PER SEZIONI DI MATERIA

## E ALFABETICAMENTE PER AUTORI

### I

#### GENERALITÀ SUGLI ULTRASUONI

A. GIACOMINI - Ricerche di ultracustica dell'Istituto « O. M. Corbino » . . .	pag. 81
J. F. W. BELL - Ultrasonic Research at King's College, University of Durham . . . . .	» 92
L. BERGMANN - Ultraschall in Wissenschaft und Technik . . . . .	» 97
P. CHAVASSE et R. LEHMANN - Les Ultra-sons dans la vie courante: Recherche et analyse . . . . .	» 116
H. HECHT - Warum Ultraschall? . . . . .	» 124
A. J. KING - The Generation of High Intensity Ultrasonics . . . . .	» 129

### II

#### APPLICAZIONE DEGLI ULTRASUONI ALLA FISICA

O. A. ANGERER - Beobachtungen im stehenden Ultraschall-Wellenfeld . . .	pag. 133
A. BARONE - Metodo ottico per la misura della velocità delle onde ultrasuone longitudinali e trasversali nei solidi . . . . .	» 135
P. G. BORDONI - Assorbimento degli ultrasuoni nei solidi . . . . .	» 144
P. G. BORDONI e M. NUOVO - Assorbimento delle onde elastiche nello stagno e nelle leghe stagno-piombo . . . . .	» 161
G. BRADFIELD - Precise Measurement of Velocity and Attenuation using Ultrasonic Waves . . . . .	» 162
G. BRADFIELD - Some Experiments with Barium Titanate . . . . .	» 182
A. CARRELLI e G. BRANCA - Onde di viscosità e reticoli ultrasonori . . .	» 190
A. CARRELLI e F. PORRECA - Su alcune particolarità dei reticoli ultrasonori . . .	» 191
J. C. COOK - An Apparatus for Determining Both the Dynamic and Static Magnetostrictive Properties of Rods of Ferromagnetic Materials under Various Polarising Fields and at Various Temperatures . . . . .	» 192
F. E. FOX - Dependence of Ultrasonic Absorption on Intensity and the Phenomenon of Cavitation . . . . .	» 198
F. GATTO - Alcune considerazioni su di un nuovo effetto di smorzamento . . .	» 204
E. GROSSETTI - Distribuzione di intensità nel campo ultrasonoro . . . .	» 212



K. W. HILLIER - The Application of Ultrasonics to the Measurement of the Elasticity of High Polymers . . . . .	pag. 213
A. VAN ITTERBEEK - Déterminations des grandeurs thermodynamiques et cinétiques des gaz et des gaz condensés aux basses températures . . .	» 218
F. JONA - Determinazione di costanti elastiche di cristalli piezoelettrici e ferroelettrici . . . . .	» 229
H. O. KNESER - Allgemeine Theorie der Schallabsorption in Gasen und Flüssigkeiten . . . . .	» 231
R. LUCAS - Sur les tensions de radiation des ondes acoustiques . . . . .	» 236
E. MEYER - Über Ultraschallversuche im physikalischen Praktikum . . .	» 248
C. E. MULDER - Reverberation Measurements in Liquids . . . . .	» 255
M. PALMÉ - Contribution à l'étude de la sirène de Hartmann . . . . .	» 260
R. O. PRUDHOMME - Sur la dépolymérisation par les ultrasons . . . . .	» 278
K. VON SANDEN - Zur akustischen Impedanztransformation beim piezoelektrischen Ultraschallgeber . . . . .	» 284
W. SCHAAFFS - Der Ultraschall und die Struktur der Flüssigkeiten . . .	» 286
G. VON SCHMID und H. KNAPP - Ultraschalldurchgang durch poröse Körper in Flüssigkeiten . . . . .	» 296
A. SCHOCH - Der Durchgang von Ultraschall durch Platten . . . . .	» 302
F. SEIDL - Der gegenwärtige Stand der Messung der Schalleistung und der Schallintensität . . . . .	» 307
A. SELLERIO e D. BARBARO - Notizie di esperienze in corso con apparecchi a magnetostrizione . . . . .	» 314
D. SETTE - Risultati sperimentali nella misura del coefficiente di assorbimento degli ultrasuoni in alcune mescolanze liquide . . . . .	» 318
Z. I. SLAWSKY, F. W. DE WETTE et S. R. DE GROOT - Remarques sur le calcul des temps de relaxation moléculaire . . . . .	» 328
E. G. STANFORD - A Contribution on the Velocity of Longitudinal Elastic Vibrations in Cylindrical Rods, and on the Relationship between Young's Modulus and Temperature for Aluminium . . . . .	» 332
D. E. WESTON - The use of a High-stability Magnetostriction oscillator to investigate the Amplitude Absorption of Plane Sound Waves in Narrow Glass and Metal Tubes . . . . .	» 341

## III

## APPLICAZIONE DEGLI ULTRASUONI ALLA TECNICA

I. BARDUCCI - Esame ultrasonoro di leghe metalliche . . . . .	pag. 347
A. BARONE e M. NUOVO - Apparecchio per la misura della intensità di ultrasuoni modulati . . . . .	» 359
R. V. BAUD und E. BEUSCH - Über den gegenwärtigen Stand der zerstörungsfreien Fehlerprüfung mittelst Ultraschall in der Schweiz . . . .	» 364
F. CANAC - Utilisation des ultra-sons en acoustique architecturale . . .	» 376
P. GROGNOT et R. LEHMANN - Quelques spectres de bruits ultra-sonores produits par des moteurs à hélice et à réaction fonctionnant au sol .	» 377
G. A. HOMES et I. H. OTS - Le contrôle de l'imprégnation des matériaux à l'aide des ultra-sons . . . . .	» 385

J. J. KNIGHT - An Improved Design of High $Q$ Magnetostriction Oscillator for Use in Acoustic Interferometer Measurements . . . . .	pag. 392
I. H. OTS - A propos de nouveaux générateurs d'ultrasons à usages médicaux . . . . .	» 396
E. PAOLINI - La propagazione degli ultrasuoni in mare . . . . .	» 402
E. SKUDRZYK - Die allgemeine Theorie der Schallsender und Schallempfänger, ihre Anwendung zur Bestimmung der Ersatzschaltbilder eines Magnetostriktionsschwingers und eines Ultraschallquarzes . . . . .	» 416
W. SPECHT - Ultraschallreaktionen in Spirituosen . . . . .	» 435
E. G. STANFORD - The use of Ultrasonics, in the Aluminium Industry, for the Detection of Defects . . . . .	» 446

# IV

## APPLICAZIONE DEGLI ULTRASUONI ALLA BIOLOGIA

G. BARTH - Die Frequenzabhängigkeit der Ultraschallreaktionen . . . . .	pag. 457
W. BEJDL - Die Beeinflussung von Froscheiern und Larven durch Ultraschall mit besonderer Berücksichtigung der Grenzschichten und des Wirkungsmechanismus . . . . .	» 461
C. J. BRADISH - Ultrasonic vibration and the protein molecule . . . . .	» 469
R. G. BUSNEL et P. CHAVASSE - Recherches sur les émissions sonores et ultra-sonores d'Orthoptères nuisibles à l'agriculture: Étude des fréquences . . . . .	» 470
P. GRABAR - Action des ultrasons sur les substances de masse moleculaire élevée . . . . .	» 487
H. HOMPESCH - Untersuchungen zum Mechanismus der bakteriziden Wirkung des Ultraschalls . . . . .	» 498
A. LEMIERE - Quelques applications chimiques et biologiques des ultra-sons . . . . .	» 505
K. VON SANDEN - Einige Bemerkungen zum biophysikalischen Wirkungsmechanismus des Ultraschalls . . . . .	» 513
L. SANTAMARIA, A. CASTELLANI e F. A. LEVI - Prime ricerche sulla inattivazione della ialuronidasi per effetto degli ultrasuoni . . . . .	» 516
F. SCHWAB und U. R. NEMETZ, L. WYT - Klinische und histologische Untersuchungen über die Wirkung des Ultraschalls auf die Kaninchenhornhaut . . . . .	» 519
G. VELTMANN und KH. WOEBER - Untersuchungen über die biologische Dosierung des Ultraschalls an Bakterien . . . . .	» 527
F. WACHSMANN - Impulsversuche mit Ultraschall an verschiedenen biologischen Objekten . . . . .	» 534
KH. WOEBER und G. ASCHE - Über den Einfluß des Ultraschalls auf die Frühentwicklung embryonalen Gewebes in Abhängigkeit von der Schallintensität . . . . .	» 537
KH. WOEBER und W. SYBERTZ - Untersuchungen über den Einfluß des Ultraschalls auf die serologischen Blutreaktionen und die Serumeiweißkörper mit Hilfe der Ultrazentrifuge . . . . .	» 543
L. WYT - Untersuchungen über die Resistenz von Leukocyten im Normal- und Fieberblut . . . . .	» 550

## V

## APPLICAZIONE DEGLI ULTRASUONI ALLA MEDICINA

H. BORN - Die Impulstechnik in der Ultraschalltherapie . . . . .	pag. 565
L. BUSSI e E. DOVA - Lesioni ipofisarie nel ratto ottenute mediante l'im- piego di ultrasuoni . . . . .	» 571
L. CAMPI e G. MORETTO - Tentativi di terapia vibratoria ultrasonora negli acufeni . . . . .	» 573
L. CAMPI e G. MORETTO - L'uso degli ultrasuoni nelle otiti catarrali cro- niche . . . . .	» 577
E. DOVA e L. BUSSI - Sull'effetto di « stress » degli ultrasuoni . . . . .	» 579
K. ECKEL - Untersuchungen zur vegetativen Wirkung des Ultraschalles . .	» 586
F. FANUCCI - Propagazione ed effetti degli ultrasuoni nei tessuti viventi mediante l'applicazione di lenti sonore convergenti . . . . .	» 590
F. FANUCCI e M. GIRELLI - Azione terapeutica degli ultrasuoni; modalità tecniche e spunti interpretativi sul loro meccanismo di azione . . . .	» 596
E. GÜNSEL - Über Ultraschallveränderungen am Rattenhoden . . . . .	» 601
U. HINTZELMANN - Gedanken über den Wirkungsmechanismus der Ultra- schall-Therapie und ihre Ergebnisse bei Erkrankungen . . . . .	» 605
W. KAHLERT - Erfolge, Mißerfolge und Gefahren bei der klinischen An- wendung von Ultraschallwellen . . . . .	» 607
W. D. KEIDEL - Diagnostische Anwendungsmöglichkeiten des Ultraschalls in der physiologischen Methodik . . . . .	» 610
F. KREJCI - Experimentelle Untersuchungen über Hörschädigungen durch Ultraschall . . . . .	» 617
R. KRONER und J. MÜLLER - Über die Einwirkung von Bauchbeschallungen auf die Symptomatik der Thyreotoxikose . . . . .	» 620
H. LADEBURG - Die Kombination von Ultraschall mit Unterwasser-Dusch- Massage . . . . .	» 629
J. LEHMANN - Über biophysikalische Grundlagen therapeutischer Ultraschall- wirkungen . . . . .	» 637
J. LEHMANN - Über den Wert der Behandlung der schweren Ischiasneuritis mit Ultraschallwellen . . . . .	» 648
P. MAZZOLA - L'azione degli ultrasuoni nella terapia delle affezioni reuma- tiche . . . . .	» 652
P. MENZIO e D. SCALA - L'ultrasonoterapia delle sindromi di Menière . .	» 654
H. H. NAUMANN - Sofortschäden durch Ultraschall am Ohr . . . . .	» 655
F. A. PEZOLD - Zur Indikation und Technik der Ultraschalltherapie in der Internen Klinik . . . . .	» 661
R. POHLMAN - Über die Möglichkeiten des Ultraschalls in Therapie und Diagnose . . . . .	» 664
E. SCHLIEPHAKE - Die therapeutischen Möglichkeiten der Behandlung mit Schall- und Ultraschallwellen . . . . .	» 675
V. SONNENSCHNEN und W. ZINN - Die Ultraschallbehandlung des inter- vertebralen Bandscheibenprolapses. Ein Beitrag zur Erklärung der allgemeinen Wirkungsweise des Ultraschalls . . . . .	» 679

K. STUHLFAUTH – Vegetative Wirkungen des Ultraschalls auf innere Organe	pag. 687
F. TSCHANNEN und V. SONNENSCHNEIN – Die Ultraschallbehandlung der Arthrosen und diesen verwandten Zustände in neuralpathologischer Betrachtung . . . . .	» 696
E. UNGEHEUER – Ergebnisse der Ultraschalltherapie in der Chirurgie . . .	» 703
KH. WOEBER und H. ZINK – Der Einfluß kombinierter Röntgen- und Ultraschallbehandlung auf den experimentellen Tierkrebs . . . . .	» 710
E. ZAMBELLI – Tentativi di ultrasonoterapia nella otosclerosi . . . . .	» 714
E. ZAMBELLI, G. ANGELA e L. CAMPI – Sulle proprietà immunbiologiche di alcune sospensioni batteriche dopo trattamento ultrasonico . . . .	» 717
E. ZAMBELLI e P. TRINCHERI – Ricerche sull'azione degli ultra-suoni nei germi della pelle . . . . .	» 720
W. ZINN und V. SONNENSCHNEIN – Die Radiculäre Beschallung . . . . .	» 723





# ATTI DELLA SOCIETÀ ITALIANA DI FISICA

*pubblicati a cura di G. C. DALLA NOCE, Segretario*

---

## Bando di concorso a premi e borse di studio per l'Ultracustica.

In occasione del Convegno internazionale di Ultracustica svoltosi a Roma nel passato mese di Giugno, il Ministro della Pubblica Istruzione, l'Amministrazione Comunale di Roma, il Rettore Magnifico dell'Università di Roma e la Confederazione Generale dell'Industria Italiana, premurosamente aderendo alla richiesta della Presidenza della Società, mossi dallo scopo di premiare e favorire in Italia i giovani studiosi di Ultracustica, hanno messo a disposizione della Società stessa rispettivamente le somme di lire 500 000, 100 000, 100 000, 100 000 destinate alla costituzione di premi e borse di studio per l'Ultracustica.

Il Consiglio di Società, mentre ringrazia gli oblatori della munifica sovvenzione, ha provveduto con sua deliberazione del 12 Giugno 1950 alla compilazione del presente bando di concorso il quale è stato approvato dagli enti oblatori.

### 1. — È aperto un concorso a

n. tre premi di lire 100 000 (centomila) ciascuno,

n. due borse di lire 250 000 (duecentocinquantamila) ciascuna,

per studi di Ultracustica.

2. — Al Concorso sono ammessi singolarmente i soci individuali della Società Italiana di Fisica, di nazionalità italiana, che abbiano versato, entro il mese di Agosto 1950, la quota sociale per il 1950; che abbiano compiuto o che intendano compiere ricerche di Ultracustica e che non siano membri del Consiglio della Società, nè Vicedirettori del periodico *Il Nuovo Cimento*, nè professori universitari di ruolo.

3. — La domanda di ammissione al Concorso (redatta su carta libera e recante le generalità e la residenza del concorrente) dovrà pervenire alla Presidenza della Società Italiana di Fisica (Milano, Via Saldini, 50) non più tardi delle ore 12 di Venerdì 1° Settembre 1950. Nella domanda il concorrente dovrà precisare se concorre ai premi o alle borse o agli uni e alle altre, e nel caso che concorra alle borse dovrà indicare gli studi o le ricerche di Ultracustica che intende svolgere e proporre alcuni istituti scientifici (italiani o esteri) presso i quali intende usufruire della borsa stessa.

### 4. — Alla domanda il concorrente dovrà unire:

a) il certificato di nascita;

b) il certificato di cittadinanza italiana;

c) il certificato di buona condotta;

d) il certificato generale del casellario giudiziario;

e) titoli, documenti, pubblicazioni che comprovino la preparazione che egli possiede e gli studi e le ricerche già fatte nel campo dell'Ultracustica;

f) la dichiarazione chirografa e firmata di assumere l'impegno che egli, nel caso risulti vincitore di una borsa, usufruirà di questa allo scopo per cui è stata istituita e con le modalità indicate nell'art. 11 di questo bando;

g) un elenco di tutti i documenti, titoli, pubblicazioni, ecc., presentati al concorso.

I certificati a), b), c), d) debbono essere conformi alle vigenti disposizioni delle leggi sul bollo e debitamente legalizzati; quelli di cui alle lettere b), c), d), debbono essere di data non anteriore di tre mesi a quella di presentazione della domanda.

5. — La Commissione giudicatrice del concorso è costituita dal Consiglio di Presidenza della Società e dai due Vicedirettori del periodico *Il Nuovo Cimento*.

6. — I premi di cui al presente bando sono assegnati a coloro che per gli studi e le ricerche già fatte sono, nel campo dell'Ultracustica, a giudizio della Commissione, i più meritevoli; le borse di cui al presente bando sono assegnate a coloro che per la preparazione da loro posseduta e per le ricerche che intendono svolgere potranno, a giudizio della Commissione, portare il migliore vantaggio all'attività italiana nel campo dell'Ultracustica.

7. — Il giudizio della Commissione è inappellabile.

8. — I premi e le borse non sono cumulabili nè tra di loro, nè con i premi e le borse posti a concorso da questa Società in data 15 Gennaio 1950.

9. — La proclamazione dei vincitori e l'assegnazione dei premi e delle borse avranno luogo al prossimo Congresso della Società.

10. — La Presidenza della Società, d'intesa con i singoli vincitori delle borse, interporrà i suoi uffici perchè questi siano accolti presso uno degli istituti da loro indicati o eventualmente presso altri che siano idonei per le ricerche e gli studi che i vincitori intendano svolgere.

11. — Entro i limiti di tempo da concordarsi con la Presidenza della Società e comunque non superiori a sei mesi dalla proclamazione dei vincitori, i vincitori delle borse dovranno, salvo casi di stretta forza maggiore, recarsi presso l'Istituto stabilito, dandone anticipatamente notizia alla Presidenza della Società. L'attività di studio presso l'istituto stabilito è almeno di novanta giorni consecutivi se questo è all'estero, di centocinquanta se in Italia.

Entro un mese dal compimento dei loro studi i vincitori delle borse dovranno trasmettere alla Presidenza della Società una relazione sull'attività svolta.

La Commissione esaminatrice potrà, se crede opportuno, pubblicare le relazioni nel periodico della Società.

12. — I certificati a), b), c), d), la dichiarazione f) e l'elenco g) nominati all'articolo 4 non vengono restituiti. I titoli, i documenti e le pubblicazioni di cui alla lettera e) possono venire restituiti, su richiesta dei concorrenti, un anno dopo la proclamazione dei vincitori.

*Milano, 15 Luglio 1950.*

*Il Segretario:* G. C. DALLA NOCE

*Il Presidente:* G. POLVANI

INDICE DEL SUPPLEMENTO AL VOLUME VII, SERIE IX,  
DEL NUOVO CIMENTO

M. TOMASSINI — Lo spettro di inversione di $\text{NH}_3$ . . . . .	pag. 1
F. FILIPPAZZI — I momenti di quadrupolo elettrico dei nuclei atomici . . . . .	» 12
L. CASTOLDI — La funzione di Dirac e un criterio di completezza per sistemi di funzioni ortonormali . . . . .	» 54

*Proposte e Discussioni:*

E. PERUCCA — Sulla questione delle unità « kilopondo » e « joule » . . . . .	» 67
--	------

<i>Libri ricevuti e Recensioni</i> . . . . .	» 73
--	------

Atti del Convegno internazionale di Ultracustica, Roma, 1950 . . . . .	» 75
--	------

Atti della Società Italiana di Fisica . . . . .	» 739
---	-------



Fine del Supplemento al Volume VII, Serie IX, 1950

PROPRIETÀ LETTERARIA RISERVATA

Questo fascicolo del *Supplemento al Volume VII del Nuovo Cimento*, 1950,  
è stato licenziato dai torchi il 15-VII-1951



